



Étude du fonctionnement d'un télescope de lumière de fluorescence dans le cadre du projet EUSO-Balloon

Camille Moretto

► To cite this version:

Camille Moretto. Étude du fonctionnement d'un télescope de lumière de fluorescence dans le cadre du projet EUSO-Balloon. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université Paris-Saclay, 2015. Français. NNT : 2015SACLS012 . tel-01239883

HAL Id: tel-01239883

<https://theses.hal.science/tel-01239883>

Submitted on 8 Dec 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2015SACLS012

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY préparée à l'Université Paris-Sud

École Doctorale : PHENIICS - ED 576
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire - UMR 8607
Centre Scientifique d'Orsay, Bâtiment 200 - BP 34, 91898 Orsay CEDEX - France

Spécialité de doctorat : Astroparticules et Cosmologie

soutenue à Orsay, le 2 octobre 2015

par

Camille MORETTO

**Étude du fonctionnement d'un télescope de
lumière de fluorescence dans le cadre du
projet EUSO-Balloon.**

Composition du jury :

M.	Mario BERTAINA	Pr., Université de Turin	Rapporteur
Mme.	Sylvie DAGORET-CAMPAGNE	DR, LAL/Paris-Saclay	Directrice de thèse
M.	Thomas PATZAK	Pr., APC/Paris-Diderot	Rapporteur
M.	Achille STOCCHI	Pr., LAL/Paris-Saclay	Examineur
Mme.	Tiina SUOMIJARVI	Pr., IPNO/Paris-Saclay	Examinatrice
M.	Lawrence WIENCKE	Pr., Colorado School of Mines	Examineur

Table des matières

I Les rayons cosmiques d’ultra-haute énergie : connaissances actuelles et méthodes de détection 3

CHAPITRE 1	Introduction aux rayons cosmiques d’ultra-haute énergie	5
1.1.	Historique	5
1.2.	Phénoménologie des rayons cosmiques	9
1.3.	Origines des RCUHE	18
1.3.1.	Les mécanismes d’accélération	19
1.3.2.	Les sources astrophysiques	20
1.4.	Propagation des RCUHE	20
1.4.1.	L’effet GZK	22
1.4.2.	L’effet des champs magnétiques	23
CHAPITRE 2	Détection des rayons cosmiques	27
2.1.	Développement des gerbes atmosphériques	27
2.1.1.	Cascade électromagnétique : le modèle de Heitler	28
2.1.2.	Cascade hadronique	29
2.2.	Génération des photons UV	32
2.2.1.	La fluorescence de l’azote	32
2.2.2.	L’émission Cherenkov	34
2.3.	Les sources de bruit de fond UV	35
2.3.1.	Le « Nightglow » et autres sources diffuses de lumière UV	35
2.3.2.	Phénomènes naturels transitoires	37
2.3.3.	Sources artificielles	37
2.4.	Techniques de détection des rayons cosmiques	38
2.4.1.	Échantillonnage des particules au sol	38
2.4.2.	Mesure de fluorescence	39
2.4.3.	Détection hybride	40
2.5.	Les principaux observatoires contemporains	40
2.5.1.	Telescope Array	40
2.5.2.	L’observatoire Pierre Auger	41
2.5.3.	Principaux résultats	42
2.5.3.1.	Spectre	43

2.5.3.2.	Composition	43
2.5.3.3.	Anisotropies	44

II Vers la détection spatiale des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie 47

CHAPITRE 3	La mission JEM-EUSO	49
3.1.	Motivations et objectifs scientifiques	50
3.2.	Principe d’observation	53
3.2.1.	Présentation générale de JEM-EUSO	53
3.2.2.	Détection des lumières de fluorescence et Cherenkov	55
3.2.3.	Modes d’observation	57
3.2.4.	Mécanismes de déclenchement	58
3.3.	Instrument	60
3.3.1.	L’optique	60
3.3.2.	La surface focale	61
3.3.3.	Le système de surveillance de l’atmosphère	70
3.3.4.	Système de calibration en vol	72
3.3.4.1.	Mesure relative de l’efficacité de détection - illumination directe	73
3.3.4.2.	Mesure relative de la transmission de l’optique - illumination indirecte	73
3.3.4.3.	Le « Global Light System »	73
3.4.	Performances de JEM-EUSO	76
3.4.1.	Ouverture géométrique et exposition annuelle	76
3.4.2.	Exposition en fonction de la déclinaison	78
3.4.3.	Résolution énergétique et angulaire	80
3.4.3.1.	Reconstruction de la direction de propagation	80
3.4.3.2.	Reconstruction de l’énergie de la particule primaire	81

CHAPITRE 4	EUSO-Balloon : un démonstrateur technologique	83
4.1.	Exigences et performances requises	83
4.1.1.	Objectifs de la mission	83
4.1.2.	Temps effectif d’acquisition et probabilité de détection de gerbes atmosphériques	84
4.1.3.	Règle d’échelle pour JEM-EUSO et EUSO-Balloon	85
4.1.3.1.	Règle d’échelle pour le bruit de fond diffus du ciel	85
4.1.3.2.	Règle d’échelle pour le signal	87
4.2.	Description des systèmes d’EUSO-Balloon	87
4.2.1.	Vue d’ensemble	87
4.2.2.	L’optique	88

4.2.3.	La structure du télescope	90
4.2.4.	Le PDM et l'électronique associée	90
4.2.4.1.	« Elementary Cell » (EC)	91
4.2.4.2.	Électronique de la surface focale	93
4.2.5.	Le DP	94
4.2.6.	La caméra IR	95
4.3.	Le vol en ballon stratosphérique ouvert	95

III Intégration, tests et calibration d'EUSO-Balloon 99

CHAPITRE 5 Principe de mesure en photodétection au photoélectron unique 101

5.1.	Notions sur les tubes photomultiplicateurs et leur électronique de lecture .	101
5.1.1.	Construction et caractéristiques des PMTs	101
5.1.1.1.	Photocathode et efficacité quantique	101
5.1.1.2.	Étage d'électro-multiplication et gain	102
5.1.2.	Mode de comptage des photons	104
5.1.3.	Définition de l'efficacité de détection	105
5.2.	Matériel utilisé pour la photodétection	105
5.2.1.	La boîte noire	106
5.2.2.	Source de lumière	108

CHAPITRE 6 Détection au photoélectron unique avec EUSO-Balloon - Égalisation des gains 113

6.1.	De l'utilité d'égaliser les gains ou notions sur les mesures à un pe avec SPACIROC I	113
6.1.1.	« S-curve » et pré-amplification	113
6.1.2.	Effet de l'empilement	114
6.1.3.	Caractéristiques d'une « s-curve »	118
6.1.3.1.	Le piédestal	118
6.1.3.2.	La charge moyenne	118
6.1.3.3.	Le gain	118
6.1.3.4.	Le signal	120
6.1.4.	Pourquoi égaliser les gains ?	120
6.2.	Montage utilisé pour l'égalisation des gains	120
6.3.	Prise de données	122
6.4.	Algorithme d'ajustement des gains et mesure	122
6.5.	Résultats	125
6.6.	Conclusion	128

CHAPITRE 7	Les étapes du projet EUSO-Balloon	129
7.1.	Phases de développement du projet	129
7.2.	La phase d'Assemblage, Intégration et Test	132
7.2.1.	Test des modèles de vol d'« Elementary Cells »	132
7.2.2.	Test du mode intégrateur de SPACIROC (KI)	133
7.2.3.	Test d'interface entre les cartes ASIC et la carte PDM	134
7.2.4.	Test d'intégration HVPS-CW + EC + ASIC-board	134
7.2.5.	Test de l'ensemble du PDM et de son interface avec le DP	135
7.3.	Tests environnementaux du PDM et DP	137
7.3.1.	Échanges thermiques	137
7.3.2.	Isolement électrique	137
7.3.3.	Dispositif expérimental et opérations	139
7.3.4.	Résultats des tests	139
7.3.4.1.	Échanges thermiques	139
7.3.4.2.	Problématique de la polarisation à basse pression	140
7.4.	Problèmes rencontrés lors de l'intégration	140
7.4.1.	Problème de répartition des masses - impact sur l'égali- sation des gains	140
7.4.2.	Problème de manufacture de la lentille diffractive	141
7.4.3.	Autres fonctionnalités non-implémentées	142
7.5.	Préparation du vol sur le site de lancement	143
7.5.1.	Vérification du niveau de bruit et du fonctionnement des hautes tensions	144
7.5.2.	Vérification pour autorisation au décollage	146
7.6.	Déroulement du vol	149

CHAPITRE 8	Calibration du PDM	153
8.1.	Méthode et dispositif	154
8.1.1.	Principe du pixel de référence	154
8.1.2.	Mesure relative	159
8.1.3.	Différence entre un « bon » et un « mauvais » pixel	162
8.2.	Pourquoi faire une calibration avant et après vol ?	165
8.3.	Difficultés de la calibration du PDM	167
8.4.	Résultats de la calibration et évolution de l'instrument après le vol	169

CHAPITRE 9	Améliorations en vue des futures missions	179
9.1.	Augmentation de la tension de polarisation des MAPMTs	179
9.1.1.	Effet de l'augmentation de la tension de polarisation	180
9.1.2.	Impact sur les performances de l'instrument	181
9.2.	Une nouvelle version des ASIC : SPACIROC III	181
9.3.	Vers l'utilisation d'un nouveau type de photodétecteurs	183
9.3.1.	Description des SiPM	183

9.3.2.	Avantage des SiPM par rapport aux MAPMTs	185
9.3.2.1.	Réponse spectrale et efficacité de détection	186
9.3.2.2.	« Dark counts »	186
9.3.2.3.	Gain et efficacité de détection en fonction de la température	187
9.3.2.4.	Autres paramètres et résumé	187

IV Étude du bruit de fond UV 189

CHAPITRE 10	Détermination du bruit de fond UV	191
10.1.	Reconstruction de la radiance	191
10.1.1.	L'optique	192
10.1.2.	Les MAPMTs	194
10.2.	Données étudiées	195
10.3.	Mesure en vol du flux UV	195
10.4.	Carte UV	198
10.5.	Conclusion	203

CHAPITRE A	Annexe Notions de photométrie et radiométrie	207
A.1.	Quantités radiométriques	207
A.2.	Source Lambertienne	208

Introduction

La Terre est continuellement bombardée par un flux de particules cosmiques. Une partie de ces particules chargées frappe l’atmosphère avec des énergies jamais égalées par les accélérateurs construits par l’homme. Depuis les années 60, il est connu que ces rayons cosmiques peuvent atteindre des énergies supérieures à 10^{20} eV, cependant, les observatoires construits jusqu’à maintenant n’ont pu déterminer les sources de ces *Rayons Cosmiques d’Ultra-Haute Énergie* (RCUHE).

À ces énergies extrêmes, supérieures à 5×10^{19} eV, le flux des particules est de l’ordre d’une particule par km^2 et par siècle. La détection est alors réalisée de façon indirecte. Pour cela, l’atmosphère terrestre est utilisée comme un calorimètre. En effet, les particules cosmiques interagissent dans l’atmosphère terrestre en produisant des cascades de particules. Ces gerbes atmosphériques excitent alors les molécules d’azote de l’air qui émettent une lumière UV. La mesure de cette lumière permet alors de reconstruire la géométrie de la gerbe ainsi que l’énergie de la particule primaire.

De nos jours, plusieurs expériences tentent d’observer les sources de ces RCUHE en construisant des réseaux de détecteurs au sol s’étendant sur plusieurs milliers de km^2 . Cependant, la statistique des événements accumulés est encore faible. Ainsi les observatoires Pierre Auger et Telescope Array ont à eux deux accumulé environ 800 événements pour une énergie supérieure à 40 EeV. De plus, chacun de ces observatoires au sol ne peut effectuer qu’une observation partielle du ciel, réduisant le nombre de sources à observer. Afin de résoudre ces problématiques, la détection spatiale est envisagée depuis plusieurs dizaines d’années. Une observation avec un large champ de vue permet alors de surveiller une surface de plusieurs dizaines de milliers de km^2 .

Le travail présenté dans cette thèse s’inscrit dans le cadre du projet JEM-EUSO (*Extreme Universe Space Observatory onboard the Japanese Experimental Module*), dédié à la mesure du rayonnement cosmique au-delà de 10^{19} eV. Afin de développer les technologies nécessaires à la réalisation de ce projet, le prototype EUSO-Balloon, instrument transporté par un ballon stratosphérique, a été développé. Le travail de cette thèse a été principalement axé sur le développement de l’instrument EUSO-Balloon. Ainsi, j’ai pu participer aux études du fonctionnement du module de photo-détection et sur la simulation de la photo-détection au photon unique. J’ai contribué aux premiers tests de photo-détection avec le premier *Elementary Cell* permettant de valider le principe de photo-comptage. Les divers systèmes du PDM ont été validés grâce au travail fournis en collaborant avec les équipes présentes sur Paris. J’ai activement contribué au processus d’« Assembly, Integration, Test » (AIT) sur Paris mais aussi au CNES pour les tests de

simulation des conditions atmosphériques. Le lancement a été effectué en août 2014 au Canada où il a fallu monter l'instrument et tester les différents sous-systèmes avant décollage. J'ai pu également mener les activités de calibration du module de photo-détection d'EUSO-Balloon. Enfin, j'ai contribué à l'analyse des données de vol grâce à la connaissances du fonctionnement du module de photo-détection.

La première partie de ce manuscrit est dédiée à la présentation des connaissances actuelles sur les RCUHE et sur les méthodes de détection.

La deuxième partie est consacrée aux dispositifs expérimentaux JEM-EUSO et EUSO-Balloon. Après une description du détecteur, les performances de JEM-EUSO sont discutées. Les critères qui ont conditionné la conception du prototype EUSO-Balloon seront présentés.

Dans la partie 3, les concepts de photo-détection sont introduits. Puis la phase d'assemblage, d'intégration et de test du module de photo-détection est expliquée. La calibration de ce module est détaillée avant d'envisager les futures améliorations que ce module devrait accueillir pour réaliser un second vol.

La quatrième et dernière partie est dédiée à l'étude des données enregistrées lors du premier vol d'EUSO-Balloon. La mesure du bruit de fond UV produite par le ciel nocturne permet alors d'estimer les performances du futur détecteur spatial JEM-EUSO.

Première partie

Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : connaissances actuelles et méthodes de détection

Chapitre 1

Introduction aux rayons cosmiques d’ultra-haute énergie

La Terre est soumise continuellement à un intense bombardement de particules ionisantes, qui fut découvert par V. Hess en 1912. Ces particules, appelées rayons cosmiques, présentent un spectre en énergie extrêmement large, allant de quelques GeV pour le rayonnement d’origine solaire et au-delà de 10^{20} eV pour les plus énergétiques ! Ces dernières proviennent d’objets encore inconnus situés en dehors de notre Galaxie.

Ce premier chapitre commencera par retracer brièvement l’histoire de la découverte des rayons cosmiques. Les caractéristiques de ce rayonnement, à savoir leur énergie et composition, seront ensuite présentées. Enfin, leurs possibles origines ainsi que leur propagation jusqu’à la Terre seront discutées.

1.1 De l’étude de la radioactivité à la découverte des rayons cosmiques

Au début du XX^{ème} siècle, les rayonnements α , β et γ venaient d’être découverts et l’électroscope, qui mesure l’ionisation due aux particules chargées, était alors un instrument clé pour l’étude des minéraux radioactifs. La décharge de ces instruments (voir figure 1.1) sans la présence de ces minéraux était expliquée par la radioactivité naturelle présente dans le sol ou les roches.

Cependant, la contribution de deux scientifiques permit de remettre en cause la théorie alors communément acceptée. Wulf introduisit en 1909 l’idée qu’une partie du rayonnement γ ambiant proviendrait de l’atmosphère [99]. En 1910, procédant à des relevés sur la Méditerranée, en utilisant deux électromètres, le physicien italien Pacini montra que [82] : « Le nombre d’ions provenant de rayonnements pénétrants à la surface de la mer est estimé être de l’ordre de $2/3$ de celui mesuré au sol. » Effectuant de nouvelles mesures à et sous la surface [83], il conclut « qu’une source importante d’ionisation existe dans l’atmosphère, provenant de la pénétration d’un rayonnement, indépendamment de l’action directe de substances radioactives dans le sol ».

En faisant l’hypothèse que la seule source d’ionisation provient du sol, des mesures en altitude devraient permettre de retrouver les coefficients d’atténuation dans l’air du rayonnement le plus pénétrant connu jusqu’alors, à savoir les rayons γ provenant du radium. Cependant, les mesures de Wulf à 300 m en haut de la tour Eiffel [100] ne

1. INTRODUCTION AUX RAYONS COSMIQUES D'ULTRA-HAUTE ÉNERGIE

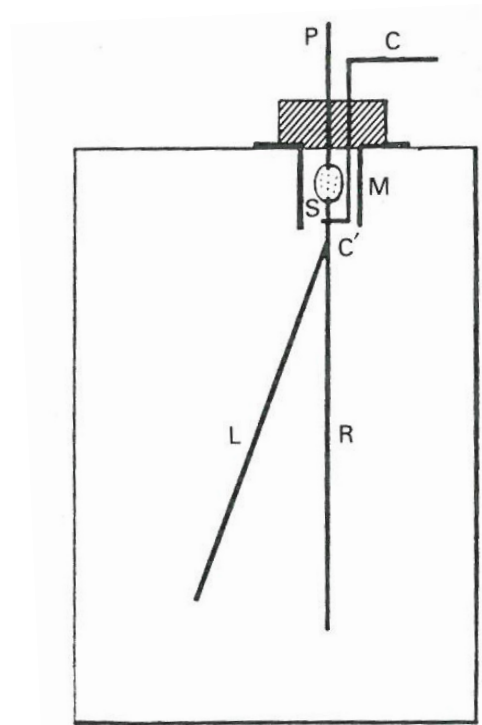


FIGURE 1.1 – Schéma de l'électromètre à feuille d'or développé par C. T. R. Wilson et utilisé par Rutherford dans ses premières expériences. La feuille d'or (L) consiste en une fine bande attachée à une tige plate (R) et isolée à l'intérieur de l'enceinte par une pièce d'ambre (S), supportée par une tige (P). Le système est chargé grâce à une tige en forme de S (CC') passant à travers un bouchon d'ébonite. La tige (CC') est chargée puis son contact avec le système de la feuille d'or ouvert. Les tiges (P) et (C) sont ensuite mises à la masse. Le taux d'ionisation de l'air contenu dans l'enceinte est mesuré par le rapprochement de la feuille d'or (L) avec la tige plate (R). L'électromètre fut amélioré tout au long de son utilisation en physique des rayons cosmiques mais le principe reste toujours le même. Image tirée de [74]

montrèrent qu'une légère baisse du taux d'ionisation de l'air comparé au sol alors qu'il aurait dû être négligeable si la seule source de radiation provenait du sol. Des mesures en ballons effectuées par Goeckel [49] [50] entre 1909 et 1911, atteignant au maximum 4500 m d'altitude allaient également en ce sens. Cependant, les électromètres de Wulf utilisés alors ne supportant que difficilement la baisse de pression, il ne fut seulement possible que de conclure que le taux d'ionisation variait peu avec l'altitude.

L'avancée majeure arriva en 1912 par Hess [58] qui grâce à une série de vols habités en ballon (figure 1.2) montra que l'ionisation de l'atmosphère augmente au-delà de 2000 m d'altitude. Il affirma suite à ce vol qu'« une radiation ayant un fort pouvoir de pénétration frappe notre atmosphère par le haut, ce qui cause également dans les basses couches, une fraction de l'ionisation observée dans des détecteurs clos. » Certains vols, ayant été effectués de nuit et lors d'une éclipse, permirent de rejeter l'influence du Soleil. Cette découverte lui valut le prix Nobel en 1936. La confirmation de cette augmentation d'ionisation avec l'altitude fut apportée en 1914 par Kolhörster [64] lors d'un vol attei-



FIGURE 1.2 – Victor Hess avant le décollage de son ballon lors d’un de ses vols entre 1911 et 1912 (image tirée du nytimes).

gnant 9300 m. L’existence d’un rayonnement extraterrestre de haute énergie pu ainsi être acceptée.

Il est intéressant de montrer que les progrès technologiques nous permettent d’utiliser de nos jours un dosimètre électronique pas plus gros qu’un téléphone portable, pour reproduire les mesures historiques citées plus haut. Un tel appareil, embarqué pour son premier vol au sommet de la gondole d’EUSO-Balloon et associé à un téléphone jouant le rôle de système d’acquisition des données, a mesuré l’augmentation de l’ionisation de l’air avec l’altitude. Ainsi, au cours de l’ascension du ballon qui atteignit une altitude de croisière de 38 km, un maximum d’ionisation fut observé à 21 km d’altitude, produit par le développement des gerbes atmosphériques de basse énergie. L’atténuation observée par Pacini put également être vérifiée, puisque la gondole d’EUSO-Balloon amerrit fortuitement au milieu d’un lac de plusieurs mètres de profondeur. Il put ainsi être observé que la dose reçue au niveau du sol de $\sim 0.1 \mu\text{Sv/h}$ tombe aux alentours de $\sim 0.07 \mu\text{Sv/h}$ à la surface du lac, soit environ $2/3$, soit le même ordre de grandeur mesuré par Pacini ! Tout comme à l’époque, cette mesure montre la prépondérance de l’effet d’ionisation par le rayonnement cosmique sur le rayonnement tellurique, ce dernier étant complètement atténué par la quantité d’eau à traverser avant d’atteindre la surface. Le relevé des mesures est visible sur la figure 1.3.

Si les observations de l’époque montrent bien l’existence d’un rayonnement d’origine extraterrestre, la question de sa nature demeure alors toujours en suspens à la fin de la première guerre mondiale. Sceptique dans un premier temps quant à l’existence d’un tel rayonnement, Millikan permit de rendre célèbre le terme « Rayons Cosmiques » [78] en affirmant qu’il s’agit de rayons γ d’où le nom de « Rayons Cosmiques » qui persiste toujours. Les mesures effectuées par Compton et Clay à travers le monde mirent en évidence l’effet de la latitude sur l’intensité des rayons cosmiques [39]. Cet effet, imputable au champ ma-

1. INTRODUCTION AUX RAYONS COSMIQUES D'ULTRA-HAUTE ÉNERGIE

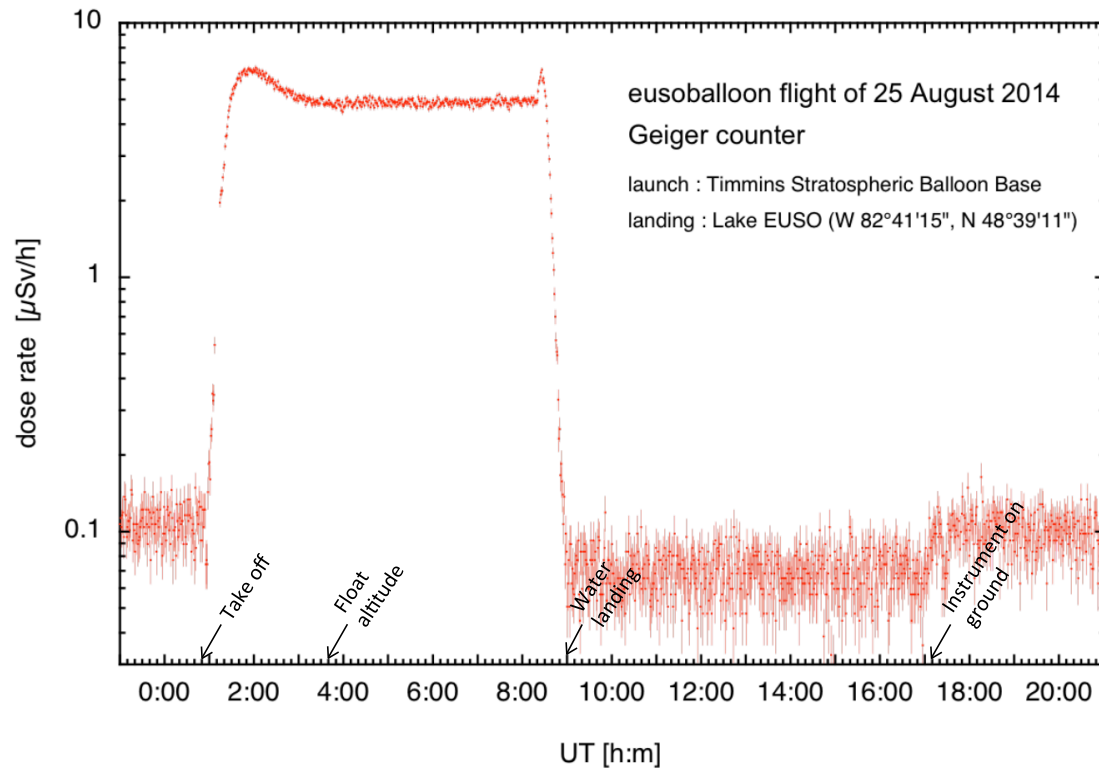


FIGURE 1.3 – Relevé de la mesure de dose par un dosimètre numérique (Radiation Alert ®Inspector, S.E. International) lors du vol d'EUSO-Balloon. Le décollage a lieu à 00h50 (UTC) d'une altitude de 300 m. Le maximum d'ionisation est atteint vers 2h00 (UTC) à une altitude d'environ 21 km, puis le ballon se stabilise à une altitude de 38 km entre 3h40 et 8h20 (UTC) avant d'entamer sa descente. Le pic correspondant au maximum d'ionisation vers 8h30 (UTC) est beaucoup plus étroit que lors de la montée sous l'effet de la grande vitesse de descente de la gondole comparé à la vitesse d'ascension. La gondole atterrit vers 9h00 (UTC) au milieu d'un lac avant d'être hélitreuillée puis déposée au sol vers 17h00 (UTC). La dose mesurée à la surface du lac est environ inférieure d'un tiers à celle mesurée au sol.

gnétique terrestre permet d'affirmer que les rayons cosmiques sont constitués de particules chargées. L'invention du compteur Geiger-Müller [46] en 1928, rendit possible la détection individuelle des rayons cosmiques. Les techniques de coïncidence utilisant les compteurs Geiger permirent également à Alvarez et Compton d'observer un effet Est-Ouest [12]. La prédominance des particules provenant de l'ouest indique alors qu'il s'agit de particules positivement chargées (effet du champ magnétique terrestre là aussi).

Entre les années 30 et 50, le rayonnement cosmique fut utilisé en physique des particules car il constituait à l'époque une source naturelle de rayonnement énergétique. En 1933, utilisant une chambre à brouillard combinée à un électroaimant, Anderson découvrit le positron [13]. Les kaons et pions furent également découverts grâce aux rayons cosmiques avant que les accélérateurs ne permettent au début des années 50 de disposer d'énergies comparables à celles des particules cosmiques.

La détection en coïncidence, rendue possible par le génie de Bruno Rossi [94], permit à Pierre Auger de découvrir les gerbes atmosphériques [17]. En effet, en plaçant à distance des détecteurs, il observa la réponse en coïncidence des détecteurs séparés par des distances supérieures à 100 m. En 1939, il calcule la densité de particules au sol provenant des gerbes. Pour les gerbes les plus larges, il estime que le nombre de particules excède le million, correspondant à une particule primaire de 10^{15} eV [18].

La découverte des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ne fut réalisée que dans les années 60. John Linsley et son équipe construisirent à Volcano Ranch dans le nouveau Mexique, un détecteur composé d'une vingtaine de stations. Les détecteurs, composés de scintillateurs, enregistrèrent pour la première fois une gerbe atmosphérique initiée par une particule primaire de 10^{20} eV [72] ! Puis, dans les années 60, la technique de mesure des gerbes par la lumière de fluorescence¹ fut proposée indépendamment par Chudakov [33] et Greisen [51]. Son application dans l'expérience Fly's Eye a permis la détection en octobre 1991 de la particule la plus énergétique jamais observée : $3,1 \times 10^{20}$ eV [97] ! À l'échelle macroscopique, une telle particule est équivalente en terme d'énergie cinétique à une balle de golf lancée à presque 170 km/h !

1.2 Phénoménologie des rayons cosmiques

La Terre est constamment soumise au bombardement des particules cosmiques, résultant en un flux de particules secondaires de l'ordre de 240 par m^2 par seconde au niveau de la mer. La figure 1.4 résume les résultats de plus de 30 ans d'observation. Afin de rendre ces observations possibles, sur plus de 11 ordres de grandeur en énergie et 32 en flux, de nombreuses expériences furent nécessaires. Tandis qu'aux « basses » énergies, de l'ordre de 100 GeV, la Terre est bombardée par un flux d'une particule par m^2 par seconde, celui-ci tombe à quelques particules par km^2 par an à quelques EeV ($\equiv 10^{18}$ eV) et même à moins d'une particule par km^2 par siècle à quelques dizaines d'EeV !

Face à des flux si faibles, l'étude des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (noté RCUHE dans la suite), c'est-à-dire à des énergies au-delà de l'EeV, ne peut plus se faire de manière directe. Leur étude passe donc par la construction de grands réseaux de détecteurs au sol, dont les plus connus et récents sont l'observatoire Pierre Auger [6], situé dans

1. La lumière de fluorescence est produite par l'ionisation de l'air par les électrons produits par la gerbe atmosphérique.

1. INTRODUCTION AUX RAYONS COSMIQUES D'ULTRA-HAUTE ÉNERGIE

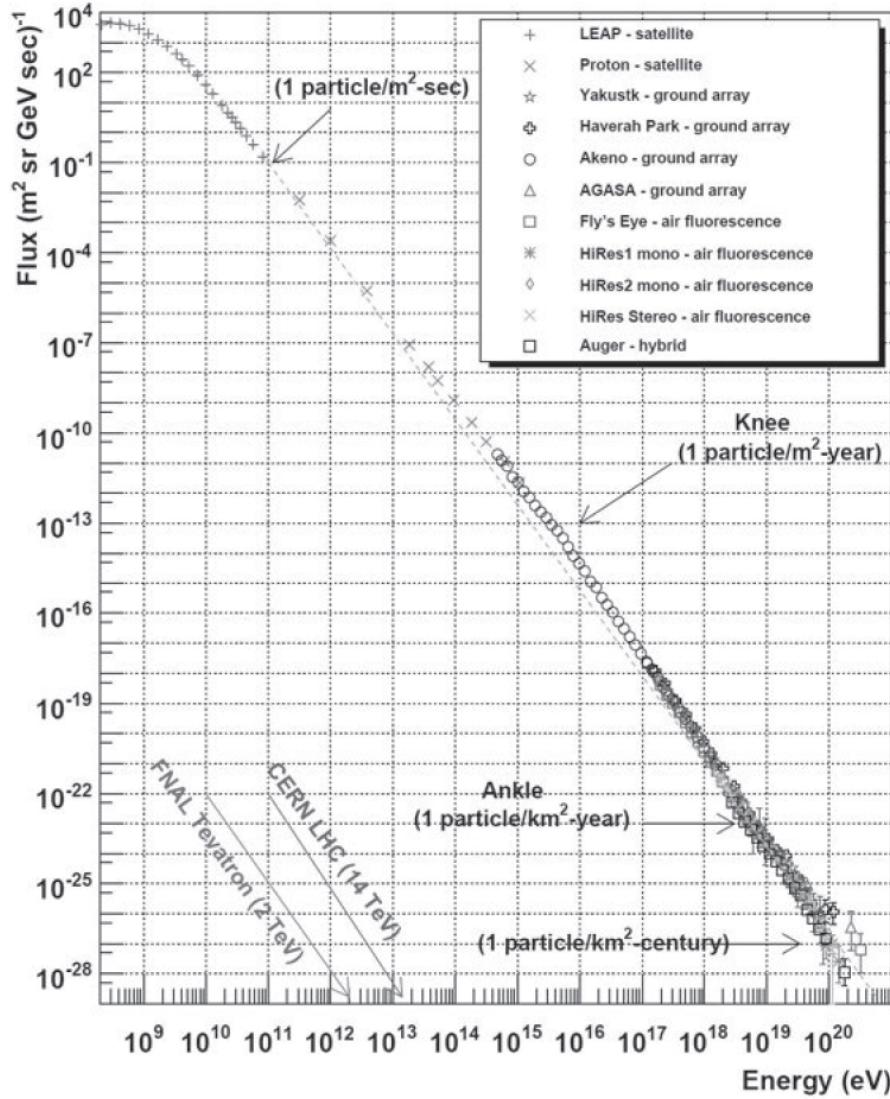


FIGURE 1.4 – Spectre en énergie des rayons cosmiques. Il s'agit d'un spectre suivant une loi de puissance en E^{-3} . Collection de données de diverses expériences. Sont indiquées les structures caractéristiques du spectre que sont le genou à 10^{15} eV et la cheville à 10^{18} eV. Une indication sur le flux ainsi que les énergies maximales atteintes en laboratoire sont présentées. Extrait du livre de Malcolm S. Longair [73].

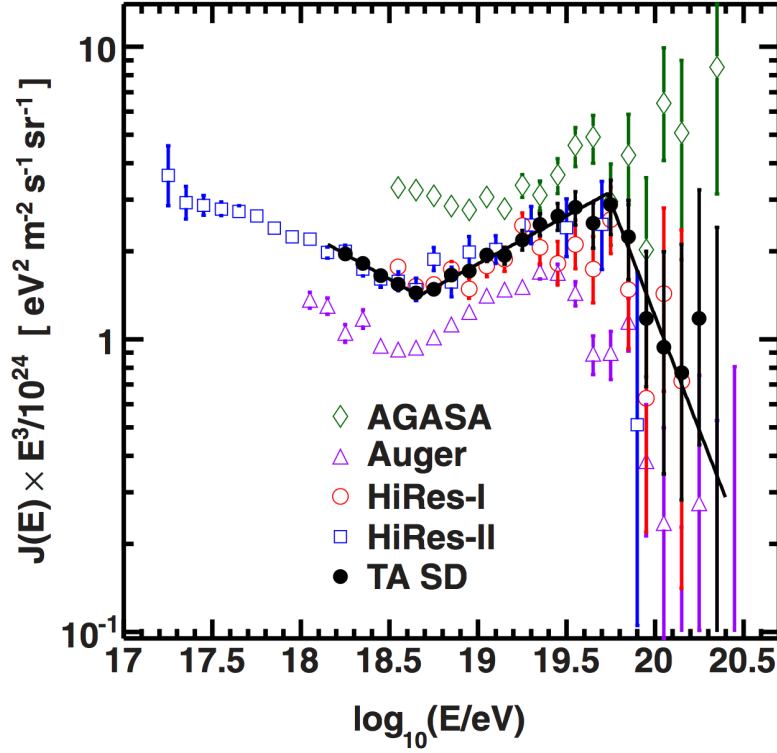


FIGURE 1.5 – Flux des rayons cosmiques multiplié par E^3 . Extrait de [9].

la pampa argentine et s'étendant sur 3000 km² ainsi que le « Telescope Array » d'une superficie de 762 km² dans l'Utah [63]. Leur grande surface leur permet d'augmenter leur statistique sur les événements observés. Ces deux observatoires sont dits hybrides car ils permettent d'échantillonner les particules arrivant au sol mais aussi d'observer la fluorescence des gerbes.

La forme et la composition du spectre en énergie peut nous renseigner sur l'origine des rayons cosmiques et leurs processus d'accélération et de propagation. Nous présentons donc dans un premier temps les caractéristiques du spectre, puis les dernières interprétations à la lumière des récents résultats.

Les caractéristiques du spectre en énergie

Le spectre exposé en figure 1.5, présentant le flux multiplié par l'énergie au cube, permet en rendant la pente horizontale de mieux en faire ressortir les éléments importants. Le flux des rayons cosmiques peut être décrit par une loi de puissance en E^{-s} et ses brusques variations sont décrites par un changement d'indice. On observe ainsi trois points nommés successivement « genou » à $\sim 3 \times 10^{15}$ eV, « second genou » à $\sim 3 \times 10^{17}$ eV et « cheville » à $\sim 6 \times 10^{18}$ eV. Au niveau du genou, l'indice spectral passe de $\sim 2,7$ à ~ 3 , puis atteignant la cheville repasse à $s \sim 2,7$. Une suppression du flux est ensuite observée au-delà de quelques dizaines d'EeV.

Cette suppression est l'élément le plus marquant de ce spectre. Observée en premier lieu par l'expérience HiRes [4] puis par Auger [6], les deux collaborations montrent un bon accord sur cette particularité du spectre avec toutefois une incertitude systématique

1. INTRODUCTION AUX RAYONS COSMIQUES D'ULTRA-HAUTE ÉNERGIE

de 20% sur l'énergie. La première interprétation de cette suppression, plutôt simple et naturelle, est que cette chute du flux correspondrait aux énergies maximales pouvant être atteinte dans les sources par les rayons cosmiques. Elle peut également être considérée comme le résultat de l'interaction des rayons cosmiques d'ultra haute énergie avec le fond diffus cosmologique² et est plus connue sous l'acronyme de coupure GZK (du nom des physiciens Greisen [52], Zatsepin et Kuzmin [101] l'ayant prédite suite à la découverte du « CMB »). Cet effet sera traité en section 1.4.1.

Nous savons également que dans ce spectre, la composante principale pour les basses énergies est d'origine galactique. Le Soleil contribue également au flux en produisant des ions légers (électrons, protons, hélium) à des énergies de l'ordre de la dizaine de keV jusqu'au GeV. Aux très hautes énergies au contraire, l'origine doit être extra-galactique. Cela peut s'expliquer simplement en considérant le rayon de Larmor des particules. Celui-ci est défini par

$$r_{\text{Larmor}} = \frac{E}{ZeB} \approx \frac{110 \text{ kpc}}{Z} \left(\frac{\mu G}{B} \right) \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right) \quad (1.1)$$

avec E l'énergie de la particule, B le champ magnétique du milieu et Z le numéro atomique de la particule. Dans notre Galaxie où le champ magnétique interstellaire est de l'ordre de quelques μG , un proton de 10^{20} eV a un rayon de giration supérieur à la taille de la Voie Lactée et s'en échappera donc. Cette « fuite » devrait être visible dans le spectre en énergie. C'est pourquoi la cheville est interprétée depuis son observation comme l'effet de cette transition entre les rayons cosmiques galactiques (RCG) et les rayons cosmiques extra-galactiques (RCEG). La figure 1.6 présente les formes possibles des transitions, et la forme de la cheville semble la plus naturelle pour expliquer une transition. La fuite des RCG engendre une chute du flux jusqu'à ce que la deuxième source, extra-galactique, devienne prédominante.

Composition des rayons cosmiques

La composition, c'est-à-dire la nature des particules composant le rayonnement cosmique, est un point clé afin de dépeindre une image globale des rayons cosmiques. Comme expliqué précédemment, l'étude des RCUHE se fait de manière indirecte par l'observation des cascades de particules engendrées par l'interaction d'un primaire dans la haute atmosphère. Les caractéristiques de ces « gerbes » atmosphériques peuvent être obtenues par l'étude de la lumière de fluorescence émise isotropiquement le long de leur développement. Nous verrons en chapitre 2 qu'un indicateur de la nature des rayons cosmiques est la profondeur du maximum de développement de la gerbe, notée X_{max} et exprimée en g/cm². Ce X_{max} représente la quantité d'atmosphère à traverser pour que la gerbe présente un nombre maximal de particules en un point donné. Ainsi, les protons pénètrent plus profondément dans l'atmosphère que les noyaux lourds tels que le fer, pour une énergie du primaire donnée. Cela peut s'expliquer simplement en considérant l'énergie par nucléon : plus l'énergie par nucléon est élevée, plus la profondeur du maximum de la gerbe est importante.

Les rayons cosmiques dont la composition serait légère, présentent donc un X_{max} plus

2. « CMB » en anglais

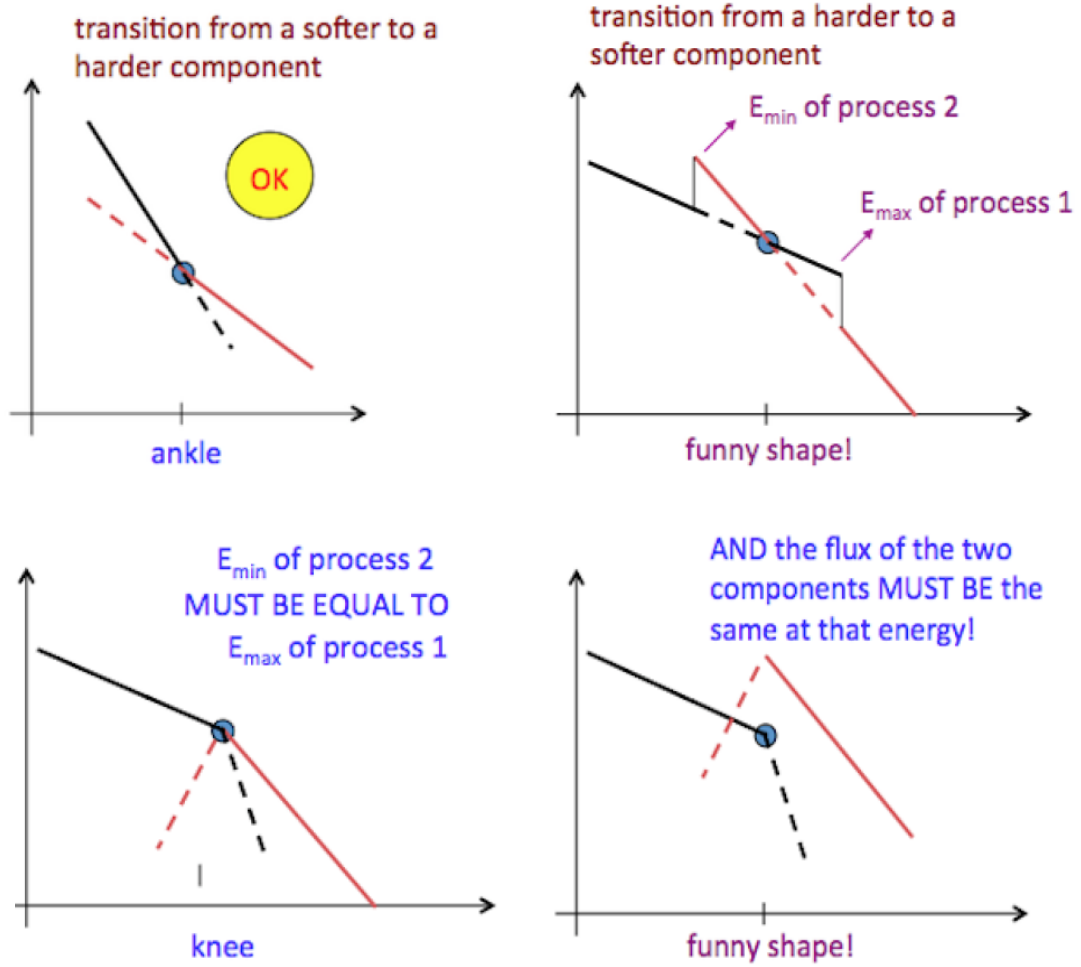


FIGURE 1.6 – Exemple de transitions possibles entre deux sources (galactique et extra-galactique par exemple) et de leur influence sur le spectre des rayons cosmiques. Extrait de [85].

1. INTRODUCTION AUX RAYONS COSMIQUES D'ULTRA-HAUTE ÉNERGIE

profond que pour le fer. De plus, la fluctuation de la profondeur du maximum de la gerbe fluctue d'avantage pour le proton que pour le fer, permettant l'utilisation de l'écart-type du X_{\max} comme autre indicateur de la composition. La raison de la dépendance de l'écart-type du X_{\max} avec la masse de la particule s'explique par l'argument suivant. On considère indépendamment chaque nucléon du noyau de masse A . Ceux-ci vont donc produire A cascades d'énergie E/A . Du fait du processus stochastique du développement d'une gerbe, chaque cascade produira une valeur de X_{\max} et en considérant l'ensemble de ces événements comme A tirages indépendants, la valeur du X_{\max} est déterminée avec un écart-type égal à \sqrt{A} . Cet écart-type est donc plus faible pour un noyau de fer que pour un proton.

La figure 1.7 présente une compilation des mesures de X_{\max} sur une grande plage d'énergie. Pour les énergies inférieures à 4×10^6 GeV, la composition semblerait s'alléger en fonction de l'énergie. Puis, la pente s'aplatit entre 4×10^6 GeV $\leq E \leq 4 \times 10^7$ GeV, atteignant le premier genou, traduisant un alourdissement de la composition. Cette tendance confirme les mesures directes des spectres en énergie pour différents éléments (voir figure 1.8). Les éléments légers tels que les protons, l'hélium, le carbone, l'azote et l'oxygène subissent une forte suppression, inversement proportionnelle à Z , au-delà de 4×10^6 GeV tandis que le fer ne présente pas de suppression de flux avant 10^8 GeV. Cela dénote une production de particules à rigidité constante. La rigidité des particules est définie comme l'impulsion de la particule divisée par sa charge

$$R = \frac{p}{Ze} = B\rho \quad (1.2)$$

avec B le champ magnétique régnant dans la source et ρ le rayon de courbure de la trajectoire de la particule. Donc pour une source avec un champ magnétique et une taille donnés, les particules les plus lourdes ont une énergie maximale

$$E_{\max}(Z) = Z \times E_{\max}(Z = 1). \quad (1.3)$$

Pour résumer, nous pouvons dire qu'à la lumière de ces observations, les différentes composantes du rayonnement galactique atteignent leurs énergies maximales dans la région du genou. Ainsi les protons atteindraient une énergie maximale correspondant au premier genou tandis que pour les noyaux lourds tel que le fer cette énergie maximale serait proportionnelle à Z (i.e. à rigidité constante) et correspondrait au second genou.

Ces observations sont confirmées par les derniers résultats de la collaboration KASCADE-Grande [24]. Installé au « Karlsruhe Institute of Technology », ce réseau de détecteurs au sol échantillonne les particules secondaires au sol. Il est possible de séparer les différentes compositions en mesurant la proportion de particules chargées et de muons dans une gerbe (cela sera montré en chapitre 2). Il a été montré que la composante lourde des RCG comporte un genou (traduisant donc une suppression) à 8×10^{16} eV tandis que pour la composante légère, la suppression semble se situer avant la limite d'observation de 3×10^{16} eV. Il est également observable pour cette composition légère une cheville marquant la transition galactique/extra-galactique pour les protons à $\sim 10^{17}$ eV.

À plus haute énergie, les dernières observations de l'observatoire Pierre Auger et du « Telescope Array » mais surtout leurs interprétations sont contradictoires. En effet, comme il peut être vu en figure 1.10, Auger mesure un alourdissement de la composition à haute énergie tandis que TA montre au contraire qu'il s'agit de protons. Cependant, il est à préciser que les données présentées par la collaboration Auger sont corrigées des effets du

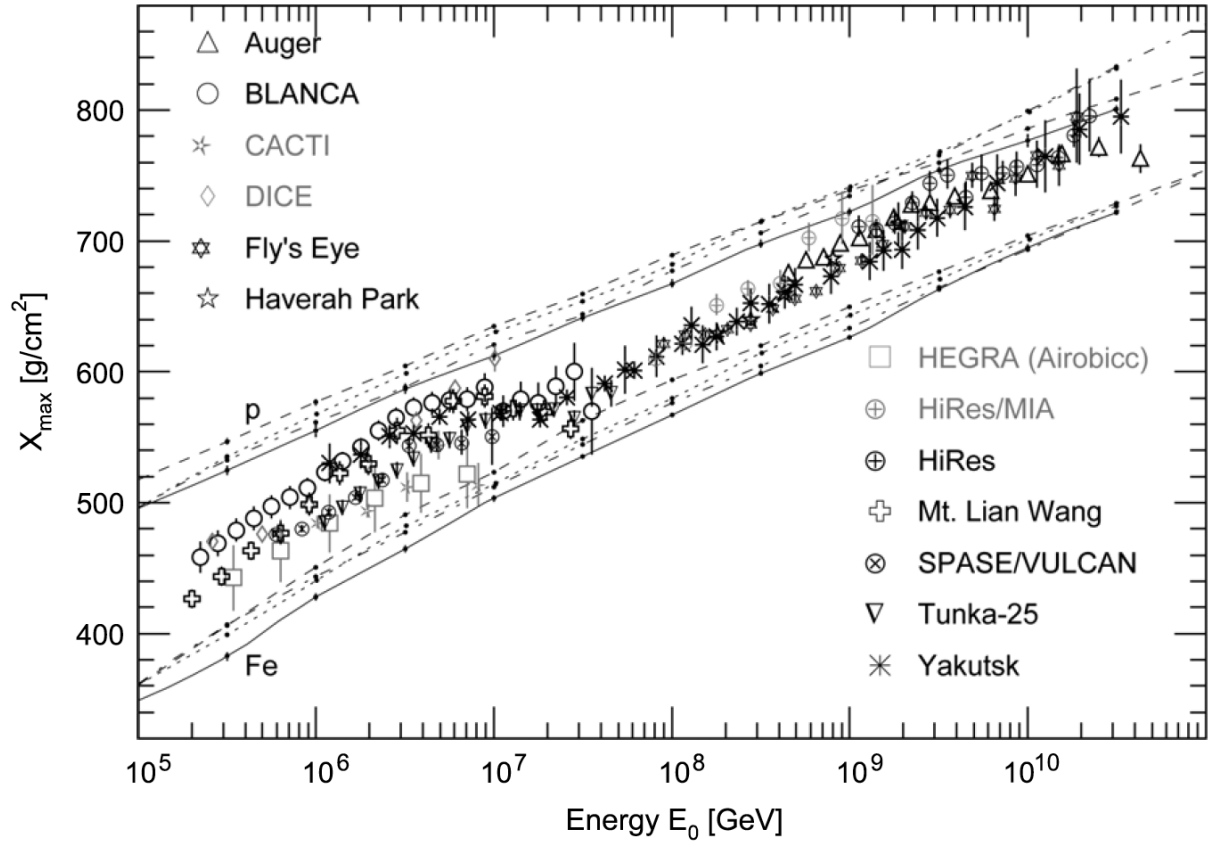


FIGURE 1.7 – Compilation de mesures de $\langle X_{\max} \rangle$. Les lignes indiquent les simulations pour différents modèles d'interaction pour les protons et pour le fer. La valeur du $\langle X_{\max} \rangle$ est plus importante pour gerbes initiées par un proton que par un noyau de fer. La figure est extraite de [28].

1. INTRODUCTION AUX RAYONS COSMIQUES D'ULTRA-HAUTE ÉNERGIE

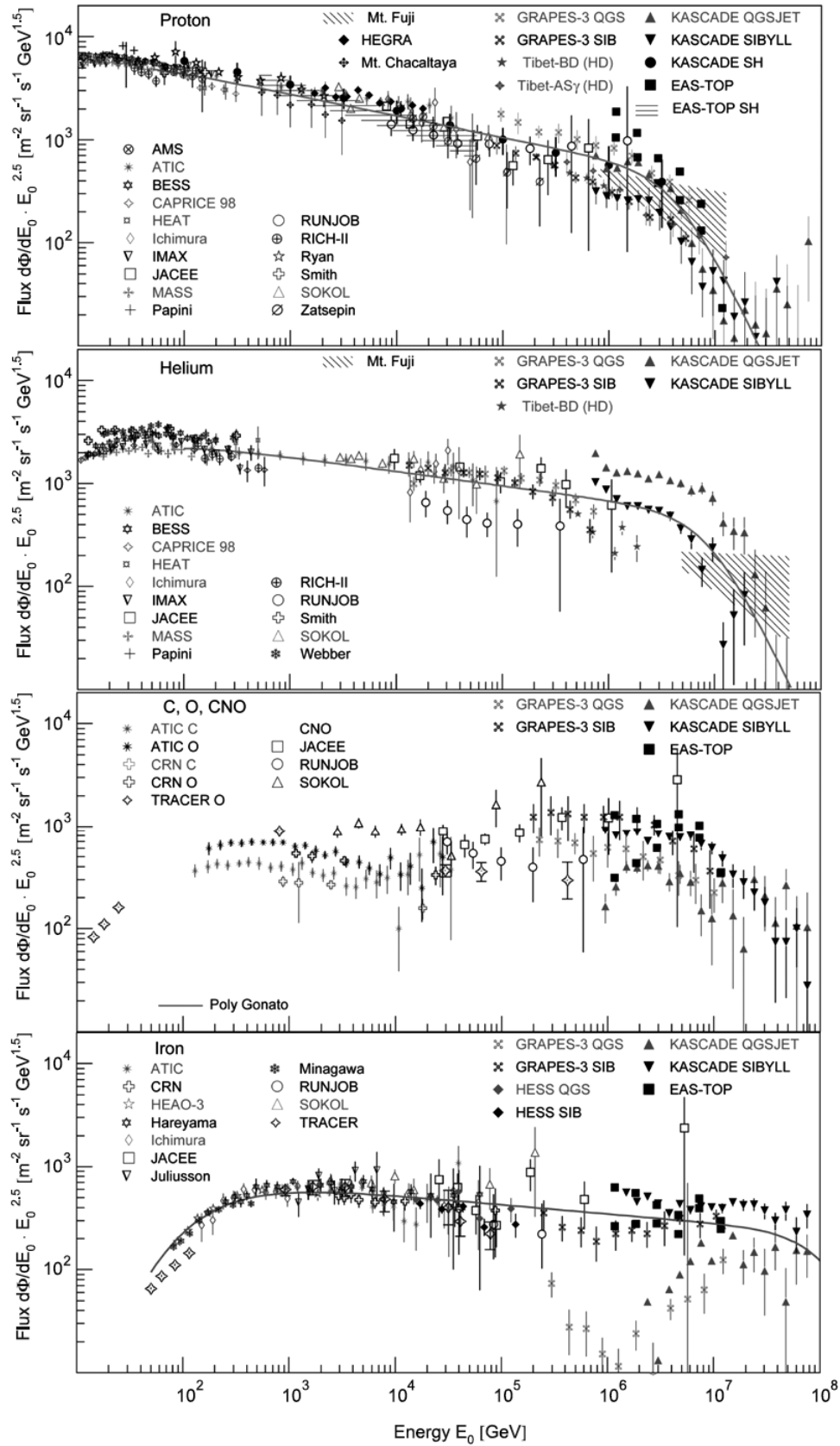


FIGURE 1.8 – Mesures du spectre en énergie pour 4 groupes d'éléments. Les mesures pour le proton sont obtenues par mesure directe au-dessus de l'atmosphère. Pour l'hélium, le groupe CNO et le fer, les mesures sont directes et indirectes suivant l'expérience. La figure est extraite de [28].

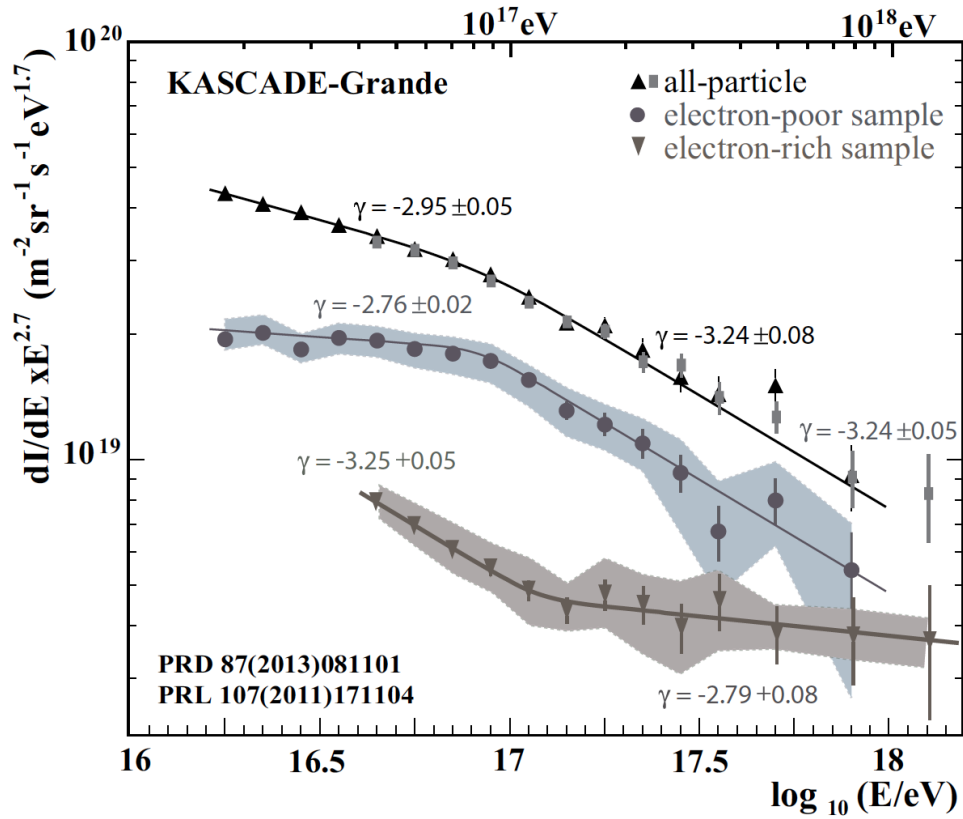


FIGURE 1.9 – Spectre en énergie en fonction de la composition. La composante pauvre en électrons représente les particules lourdes tandis que la composante riche en électrons représente la composante légère. La figure est extraite de [24].

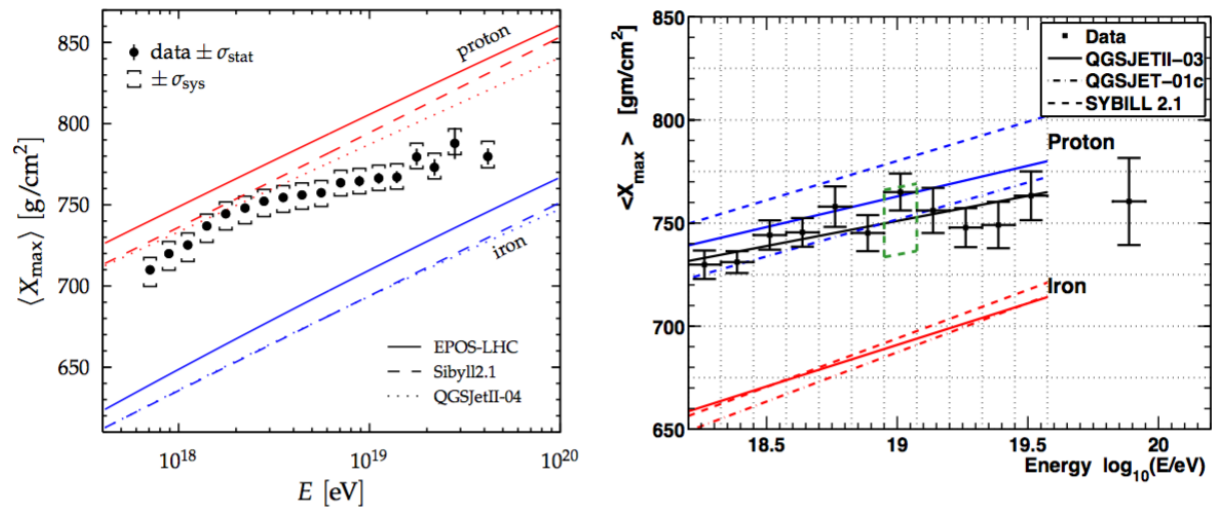


FIGURE 1.10 – Valeurs de $\langle X_{\max} \rangle$ présentées par les collaborations Pierre Auger (à gauche) et « Telescope Array » (à droite). Les lignes colorées désignent les simulations de gerbes atmosphériques pour plusieurs modèles. La ligne noire sur la figure de droite est un « fit » linéaire des données de TA. Extrait de [3].

détecteur tandis que les données de TA sont convoluées avec ces effets, ne permettant donc pas de comparaison directe du $\langle X_{\max} \rangle$. Une comparaison des données des deux collaborations, tenant compte de cette différence de traitement, a été présentée dans [3], concluant en un bon accord des données des deux observatoires, sans toutefois se prononcer sur la composition.

Il est également possible que la supposée différence de composition vienne du fait que l'observatoire Pierre Auger et TA n'observent pas le même ciel (Auger est dans l'hémisphère sud tandis que TA est dans l'hémisphère nord) et donc pas les mêmes sources. Ou bien même, l'observation d'une seule et même source située dans l'hémisphère nord par les deux observatoires mènerait à une différence de composition dans le flux observé. En effet, les protons peu déviés par les champs magnétiques ne pourraient être observés que par TA au nord, tandis que les noyaux plus lourds, subissant une série de chocs stochastiques pourraient parvenir jusqu'à l'hémisphère sud où se situe l'observatoire Pierre Auger. L'utilisation d'un télescope spatial à basse orbite (comme JEM-EUSO sur l'ISS) permettant une couverture assez uniforme du ciel permettrait de lever cette contradiction.

Il faut également préciser que les différents modèles d'interactions hadroniques, utilisés afin d'interpréter les mesures, donnent des résultats avec des différences notables. En effet, ces modèles sont extrapolés à partir des mesures à plus basses énergies effectuées en laboratoire. La figure 1.4 indique les énergies maximales atteintes grâce aux accélérateurs de particules en comparaison du spectre des rayons cosmiques.

1.3 Origines des RCUHE

Cinquante ans après la découverte des RCUHE par Linsley [72], l'origine des rayons cosmiques est toujours inconnue. D'où provient leur énergie? Ces particules sont-elles produites directement à ces énergies par les événements les plus violents de l'Univers?

Où bien les acquièrent-elles par divers processus d'accélération lors de leur parcours dans le Univers ? Dans un premier temps, nous verrons sous quelles conditions les processus d'accélération connus dans l'Univers peuvent expliquer l'existence des RCUHE. Puis nous listerons brièvement les objets astrophysiques faisant partie de la courte liste des sources candidates.

1.3.1 Les mécanismes d'accélération

Les mécanismes d'accélération des rayons cosmiques doivent répondre à deux critères : les particules doivent être accélérées jusqu'à des énergies de 10^{20} eV et le spectre en énergie résultant de ces sources doit suivre une loi de puissance comme nous avons pu le voir en section 1.2. La première hypothèse qui nous vient à l'esprit quand on parle d'accélération de particules chargées est l'utilisation d'un champ électromagnétique. Dans un tel champ, la particule chargée est accélérée sous l'effet du champ électrique tandis que le champ magnétique ne fait que courber la trajectoire de la particule. Cependant en astrophysique, les champs électriques statiques ne peuvent exister à cause de la haute conductivité des gaz ionisés (plasma). Au contraire, les champs magnétiques sont omniprésents et leur variation spatio-temporelle induisent des champs électriques pouvant ainsi accélérer les particules chargées.

Le premier processus d'accélération a été proposé en 1949 par Fermi [43]. Les particules sont accélérées par un processus stochastique de chocs sur des nuages du milieu interstellaire (appelés également miroirs magnétiques dans ce processus) possédant une vitesse V avec une direction aléatoire. Lors de chaque choc, la particule acquiert une énergie $\Delta E/E \propto \beta^2$, avec $\beta = v/c$ la vitesse réduite du centre diffuseur. La dépendance en β^2 est ainsi à l'origine du nom de processus d'accélération de Fermi du second ordre. De plus, ce processus conduit à un spectre en énergie sous forme de loi de puissance en E^{-x} comme observé pour les rayons cosmiques. Ici l'indice spectral est $x = 1 + (\alpha\tau_{\text{conf}})^{-1}$ avec $\alpha \propto V^2/cL$ (V étant la vitesse du nuage et L le libre parcours moyen) et τ_{conf} le temps pendant lequel la particule reste dans le voisinage de la région d'accélération. Cependant ce modèle possède des failles. Les faibles vitesses des miroirs magnétiques ($V/c \leq 10^{-4}$) ainsi que le libre parcours moyen entre les centres diffuseurs ($0,1 \text{ pc}^3$) résultent en un temps d'accélération très faible.

Une seconde version de ce processus fut proposée dans les années 70 par plusieurs équipes [19] [22] [27]. Dans ce modèle, les particules sont accélérées par des ondes de choc se propageant dans des plasmas. Les chocs sont des phénomènes très courants en astrophysique. Lors de l'explosion d'une étoile massive en supernova, la matière est éjectée à des vitesses de l'ordre de 10^4 km.s^{-1} formant ainsi des rémanents de supernova. Ces éjectas se propagent à des vitesses supersoniques à travers le milieu interstellaire. Le milieu en avant des éjectas ne pouvant réagir (puisque la vitesse de « réaction », c'est-à-dire la vitesse du son, est moins important que la propagation de la matière éjectée), il se forme une discontinuité dans le gaz interstellaire. Cette discontinuité est appelée onde de choc. La principale caractéristique de ce processus est qu'une particule de haute énergie traversant le front de l'onde de choc, en passant de front ou en le dépassant, acquière une énergie $\Delta E/E \propto \beta$ avec $\beta = v/c$, v étant la vitesse de propagation supersonique

3. Le parsec est défini comme la distance à laquelle une unité astronomique - la distance Terre-Soleil - sous-tend un angle d'une seconde d'arc.

1. INTRODUCTION AUX RAYONS COSMIQUES D'ULTRA-HAUTE ÉNERGIE

du choc. Cette dépendance du premier ordre vaut à ce processus le nom d'accélération de Fermi du premier ordre. Cette dépendance en β fait que ce processus est plus efficace que l'accélération du second ordre (dont le gain en énergie est proportionnel en β^2). De plus, le spectre en énergie produit par ces chocs engendre une loi de puissance unique en E^{-2} . Cependant, des estimations [68] ne peuvent expliquer qu'une accélération jusqu'à $E_{\text{max}} \sim 10^{14}$ eV pour les restes de supernovas (« SNR » en anglais). Les SNR sont ainsi de bons candidats pour expliquer les rayons cosmiques galactiques. Toutefois, les ondes de chocs sont comme il a été dit très présentes dans les divers événements violents de l'Univers tels que les sursauts gamma. Ces derniers pourraient expliquer les énergies atteintes par les rayons cosmiques extragalactiques [48].

1.3.2 Les sources astrophysiques

Les objets astrophysiques capables d'accélérer des particules jusqu'à des énergies de 200 EeV sont peu nombreux. Comme nous l'avons vu dans l'équation 1.2, le confinement d'une particule à une énergie donnée dépend de deux paramètres : la taille et l'intensité du champ magnétique du milieu. Les sources candidates devant confiner les particules, ces deux paramètres constituent donc le critère de sélection des objets astrophysiques. La figure 1.11 présente ainsi dans un espace de phases B - R les sources candidates.

Ainsi, le peu d'objets astrophysiques susceptibles de produire des RCUHE sont : les chocs produits par les disques d'accrétion dans le milieu intergalactique (« IGM shocks » en anglais), les noyaux actifs de galaxie (« AGN »), les sursauts gamma (« GRB ») et les étoiles à neutrons. Cependant, si les conditions d'Hillas sont nécessaires, elles ne sont pas suffisantes puisque pour atteindre de telles énergies, les particules doivent être accélérées assez rapidement par rapport au temps de confinement, au temps de vie de la source (période pendant laquelle la particule peut être accélérée) et au temps caractéristique des pertes par interaction avec le milieu environnant. Tout cela limite le nombre de sources potentielles.

Cependant, d'autres théories pouvant expliquer les énergies extrêmes obtenues telle que l'accélération dans des champs électromagnétiques inhomogènes dans les jets d'« AGN » sont avancées [41]. Le développement d'une astronomie des RCUHE permettant le pointage des sources permettrait d'avancer dans la compréhension des mécanismes de production en vérifiant la corrélation avec les objets astrophysiques connus tels que les « AGN » sus-mentionnés.

1.4 Propagation des RCUHE

Lors de la propagation de sa source à l'observateur sur Terre, un rayon cosmique d'ultra-haute énergie est soumis à deux interactions. La première affecte son énergie et sa composition mais pas sa trajectoire, lorsque la particule interagit avec les photons du fond diffus cosmologique. La seconde est due aux champs magnétiques interstellaires qui modifient la trajectoire sans perturber l'énergie. Si de prime abord, ces deux effets semblent compromettre les chances de localiser les sources potentielles de RCUHE, ils facilitent en réalité l'observation d'anisotropies dans le ciel de par l'existence d'un horizon. À l'intérieur de celui-ci, les particules n'auront pas interagi avec le fond diffus cosmologique gardant ainsi leur énergie originelle. De plus, nous verrons qu'au delà de 10^{20} eV, les

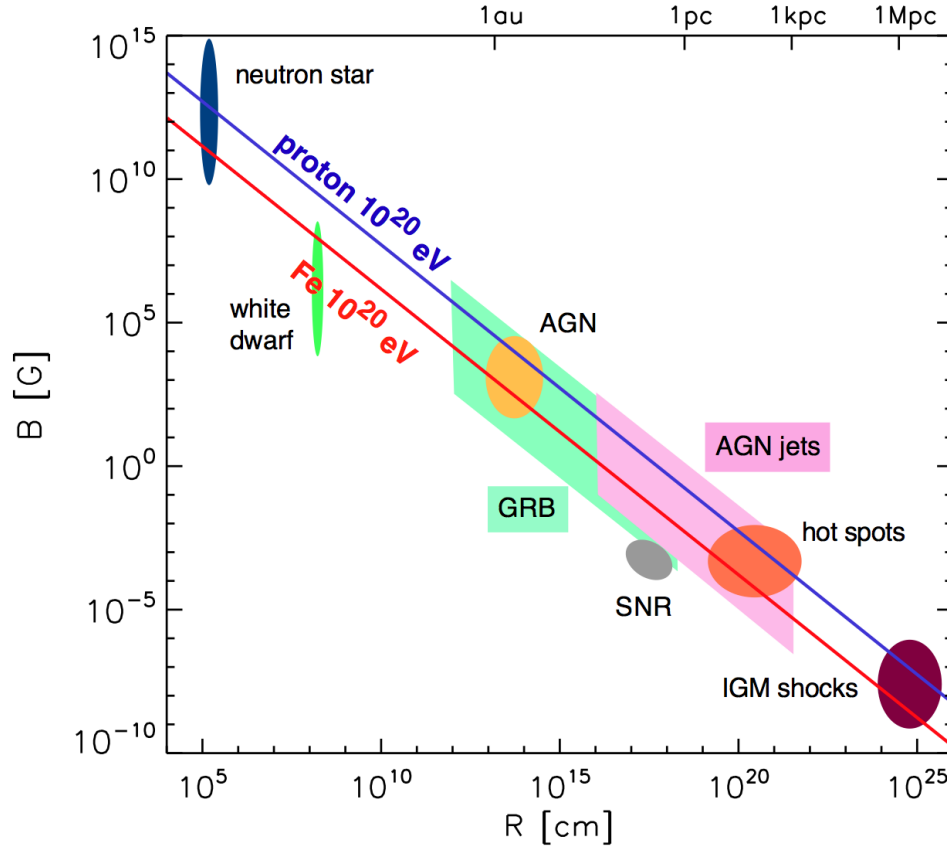


FIGURE 1.11 – Mise à jour du diagramme de Hillas parut originellement dans [59]. Le diagramme présente les différentes classes d’objets astrophysique étant hypothétiquement des sources de rayons cosmiques d’ultra haute énergie. La région au-dessus de la ligne bleue représente les source candidates pouvant confiner des protons d’une énergie de 10^{20} eV. Les régions colorées associées à chaque classe d’objet correspondent aux incertitudes sur leur paramètres (taille et champ magnétique). La figure est extraite de [65].

1. INTRODUCTION AUX RAYONS COSMIQUES D'ULTRA-HAUTE ÉNERGIE

rayons cosmiques sont peu affectés par les champs magnétiques permettant un pointage des sources s'ils sont détectés.

1.4.1 L'effet GZK

Les rayons cosmiques contribuant à l'extrémité du spectre mesuré sont si énergétiques que les photons du fond diffus cosmologique disposent d'une énergie assez grande dans le référentiel du centre de masse pour interagir par production de pions et production de paires. En effet, les photons à 2,7 K possèdent une énergie de 6×10^{-4} eV dans le référentiel du laboratoire et de l'ordre de 100 MeV dans le référentiel d'un proton se déplaçant à une énergie proche de c .

La production de pions se fait par les 3 réactions suivantes

$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ \quad (1.4)$$

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma \quad (1.5)$$

$$\gamma + p \rightarrow p + N\pi \quad (1.6)$$

avec N le nombre de pions. En tenant compte des différents angles d'interaction et des énergies des photons du « CMB », le seuil d'interaction est de 5×10^{19} eV. L'énergie du pion produit implique une perte d'énergie du proton équivalente à $\Delta E/E \approx m_\pi/m_p \approx 1/10$.

Le processus de production de paires $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$ possède lui un seuil en énergie de l'ordre de 10^{18} eV sur le « CMB » et ne prend qu'une fraction de l'énergie du proton ($\sim 10^{-3}$). Il est d'ailleurs à noter que cette production de paires est une explication possible à la forme concave du spectre au niveau de la cheville (« dip scenario »). Elle est dans ce cas en opposition avec l'idée que la cheville traduise la transition des RCG et RCEG. Ce deuxième processus est bien moins important pour les protons d'énergie supérieure à 5×10^{19} eV.

Si la composante la plus énergétique des RCUHE est composée de protons, comme le clament HiRes et TA, la chute du flux observée à 5×10^{19} eV correspond à la coupure GZK. Cependant, l'observatoire Auger revendique au contraire un alourdissement de la composition aux plus hautes énergies. Dans ce cas, si on considère l'énergie par nucléon emportée par un noyau de fer, la production de pion n'est pas possible. Par contre, l'énergie de liaison entre les nucléons étant de l'ordre de 10 MeV, le processus de spallation devient possible à partir des énergies de l'ordre de 5×10^{19} eV. Une coupure dans le flux serait alors toujours visible. Cependant, comme nous avons vu en section 1.2, les deux analyses de données de Auger et TA diffèrent sur la prise en compte ou non des effets du détecteur.

Une conséquence très intéressante de cet effet GZK est l'existence d'un horizon comme montré en figure 1.12. En effet, pour des énergies supérieures à 60 EeV, les rayons cosmiques provenant de sources distantes à plus de 100 Mpc d'un observateur sont fortement supprimés. L'avantage est que notre Univers, homogène à grande échelle, présente à cette échelle des hétérogénéités. La traque des rayons cosmiques à des énergies « trans-GZK » permettrait ainsi l'observation d'anisotropies et le début d'une astronomie des particules chargées. La figure 1.13 présente ainsi le ciel observable dans le canal des RCUHE sous l'effet de l'horizon GZK. Le nombre de sources contribuant à plus de 50% du flux observable sur Terre est ainsi très faible et chute au-delà de 60 EeV. Un observatoire disposant d'une

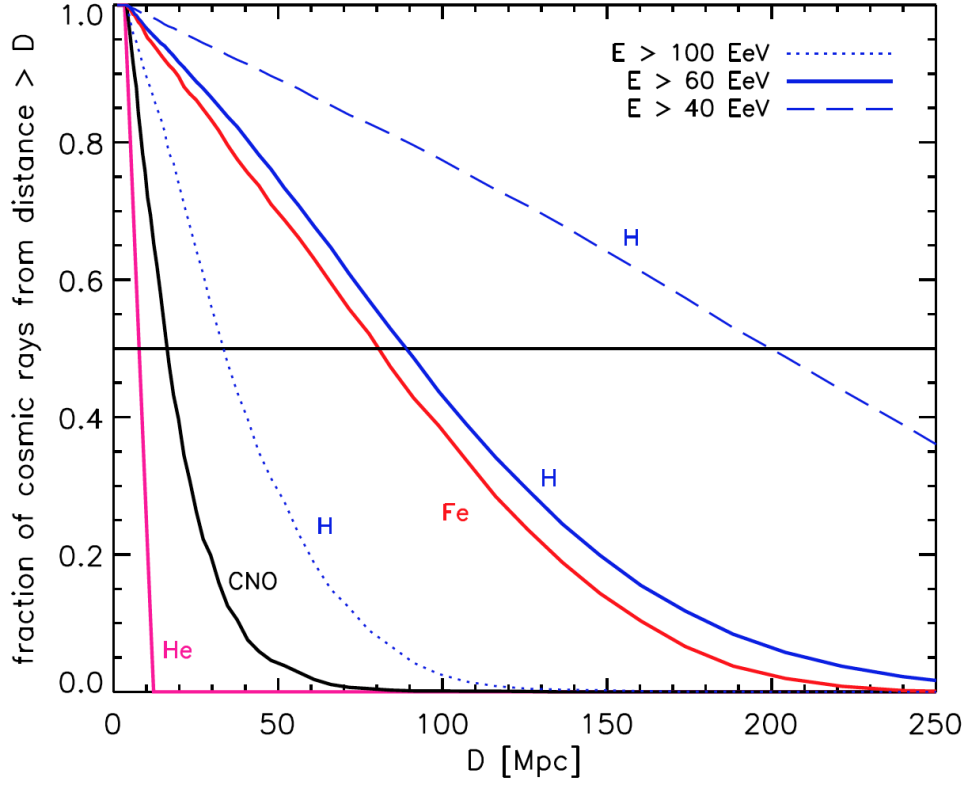


FIGURE 1.12 – Fraction de rayons cosmiques survivant à une propagation d’une distance supérieure à D pour différentes compositions et énergies. La ligne noire représente un horizon au delà duquel les rayons cosmiques subissent une perte de 50%. On observe également qu’à des énergies « trans-GZK » et pour des distances supérieures à 50 Mpc, seuls les protons et le fer survivent à la propagation. La figure est extraite de [65].

statistique suffisante pour les RCUHE aux énergies supérieures à ces 60 EeV pourrait ainsi mettre en évidence ces sources.

Il est à préciser que les particules subissant cette coupure GZK peuvent toujours être observées mais à des énergies moindres et/ou avec une composition différente dans le cas des noyaux de nombre de masse $A > 1$. Ces rayons cosmiques contribuent donc au spectre observé et pourraient également expliquer le redressement du spectre visible à partir de $\sim 3 \times 10^{18}$ eV (voir figure 1.5) sans remettre en cause la théorie de la transition galactique/extra-galactique développée en section 1.2.

1.4.2 L’effet des champs magnétiques

L’astronomie des RCUHE nécessite l’analyse des directions d’incidence des rayons cosmiques afin de déterminer leurs sources. Cependant, cette localisation de sources n’est possible que si les particules cosmiques sont peu déviées lors de leur propagation. La connaissance des champs magnétiques régnant dans l’Univers est donc indispensable. Nous avons vu que le rayon de Larmor d’un proton de 10^{20} eV dans le champ galactique (de l’ordre du μG) est supérieur à la taille de la Galaxie. De telles particules, d’origine extra-galactique sont donc peu enclines à être déviées à l’intérieur de la Voie Lactée.

Le champ magnétique extra-galactique est quant à lui mal connu et des limites supé-

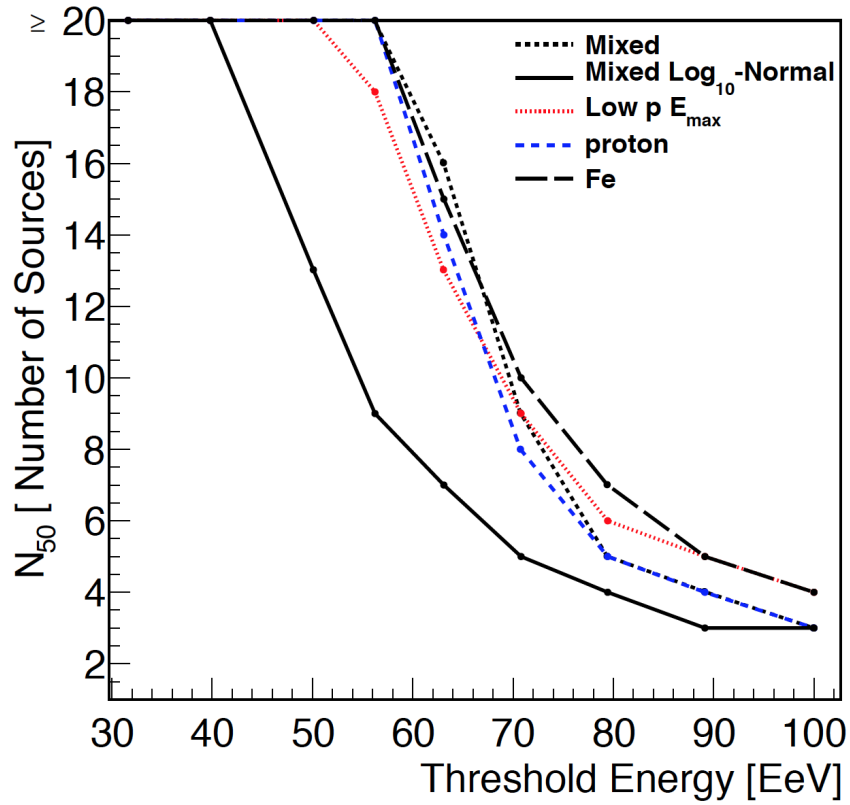


FIGURE 1.13 – Nombre de sources observables dans le ciel en fonction de l'énergie seuil des RCUHE observés en tenant compte de l'horizon GZK. En ordonnées sont présentées les sources les plus importantes contribuant à 50% du flux observé. Plusieurs modèles sont présentés. La figure est extraite de [95].

rieures de l'ordre du nG ont été estimées. Les champs régnant à l'intérieur des galaxies sont bien entendu plus élevés, de même que dans les objets susceptibles d'être des sources de RCUHE, cependant leur volume au sein de l'Univers est bien trop faible et la probabilité pour qu'ils affectent la trajectoire des particules cosmique l'est tout autant.

Cependant, même un champ magnétique faible mais turbulent, tend à effacer toute information sur la direction d'origine des particules en fonction du temps de parcours. On parle de décorrélation. Représentons ce champ chaotique, par un ensemble de cellules d'une taille d'un Mpc (on parle de longueur de cohérence) à l'intérieure desquelles le champ présente une direction aléatoire et d'intensité de 10 nG. En pénétrant chaque cellule, la particule est déviée dans une certaine direction. En se propageant de cellule en cellule, la particule perd ainsi l'information quant à sa direction d'origine et atteint un régime de propagation diffusif. Bien sûr, plus la particule présente une rigidité élevée, plus le temps nécessaire à la décorréler de sa direction d'origine est grand. La figure 1.14 présente ainsi la propagation d'un proton à travers un champ magnétique turbulent pour plusieurs énergies. On note ainsi qu'un proton de 10^{20} eV est peu dévié et que sa corrélation angulaire (cosinus de l'angle que forme la direction d'incidence du proton à l'observateur avec la direction de la source) est très proche de 1 pour une propagation de 300 millions d'années soit 100 Mpc.

Conclusion

L'existence d'un horizon GZK de 100 Mpc pour les RCUHE de plus de 10^{20} eV est un avantage si l'on veut développer l'astronomie des particules chargées. En effet, pour un tel volume observable, l'Univers n'est plus homogène et il serait donc possible de distinguer les sources présentes dans ce volume autour de la Terre, sachant que les particules à ces énergies ne sont que très peu affectées par les champs magnétiques.

Les techniques de détection indirecte des RCUHE sont présentées dans le prochain chapitre. Le développement des cascades de particules suite à l'interaction des RCUHE dans l'atmosphère terrestre est présenté. Il est présenté comment relier les paramètres observables de développement de ces cascades de particules aux caractéristiques de la particule primaire.

1. INTRODUCTION AUX RAYONS COSMIQUES D'ULTRA-HAUTE ÉNERGIE

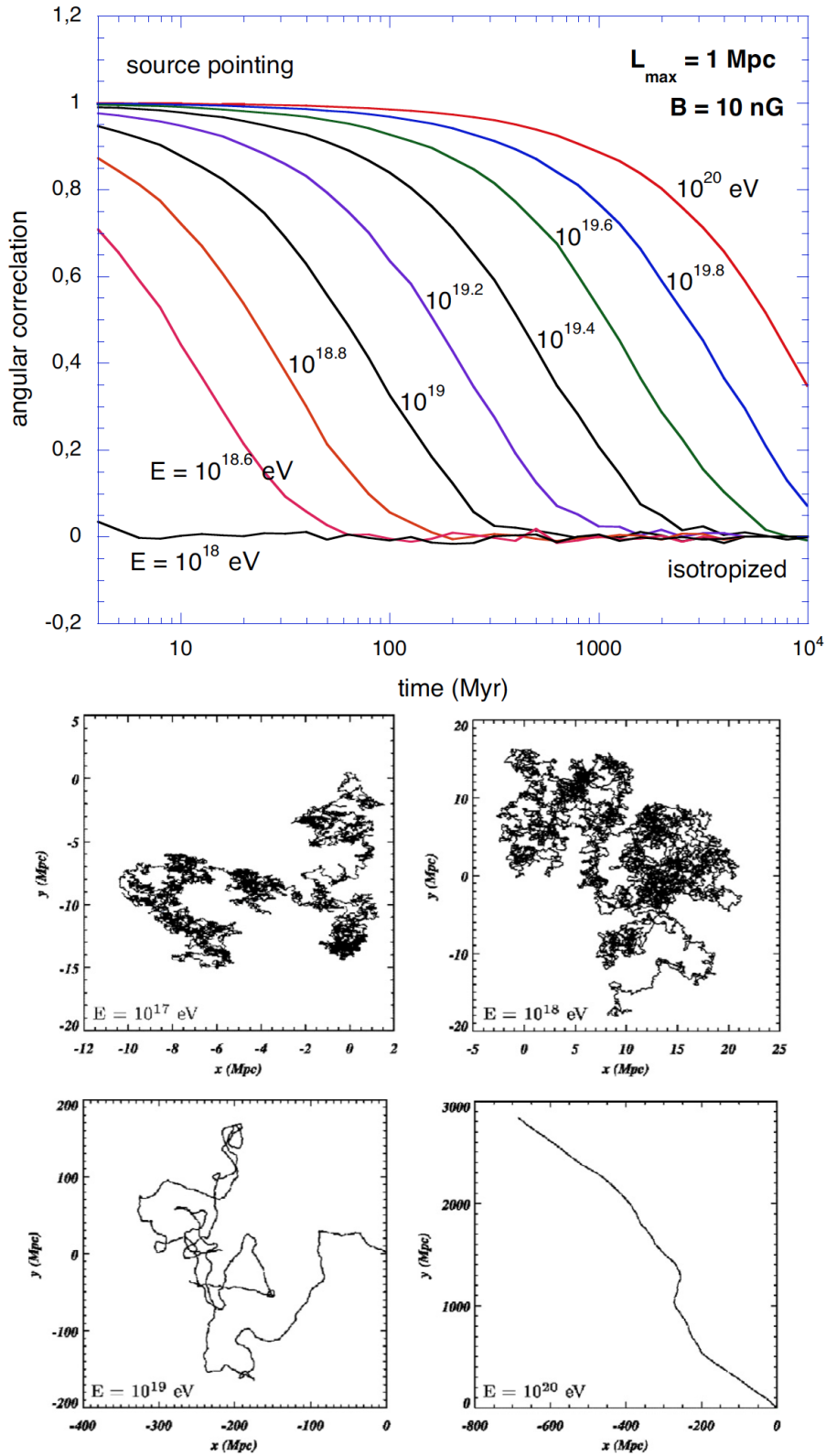


FIGURE 1.14 – La figure du haut présente la corrélation angulaire $\langle \cos \delta \theta \rangle$ pour des protons se propageant dans un champ magnétique turbulent de 10 nG en fonction du temps de propagation et plusieurs énergies. Extrait de [84]. En bas, diverses simulations de la trajectoire d'un proton pour différentes énergies dans un champ magnétique turbulent de 10 nG avec une longueur de cohérence de 1 Mpc. Extrait de [47].

Chapitre 2

Détection des rayons cosmiques

Face à des flux de l'ordre d'une particule par km^2 et par siècle, la détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie ne peut être réalisée directement, la probabilité de détection devenant trop faible. Cependant, en pénétrant dans l'atmosphère, les particules de haute énergie vont interagir avec les noyaux des molécules d'air et générer des cascades de particules, appelées gerbes atmosphériques. L'atmosphère joue alors le rôle de calorimètre, qui émet une lumière de fluorescence le long du développement des gerbes, permettant de reconstruire l'énergie et la composition de la particule primaire. Plus l'énergie de la particule primaire est grande, plus le flux est faible mais plus le signal par rayon cosmique est élevé.

La première partie de ce chapitre est dédiée à la physique des gerbes atmosphériques. Les modèles phénoménologiques permettant de décrire les paramètres principaux des gerbes sont présentés. La seconde partie s'attache à décrire les mécanismes de production de lumière lors du développement des cascades de particules. Les différentes sources parasites de lumière UV, objet d'étude d'EUSO-Balloon, seront présentées et des ordres de grandeurs seront établis. Enfin, la dernière partie permet d'introduire les techniques actuelles de détection des RCUHE à travers la présentation de deux observatoires au sol, le « Telescope Array » et l'observatoire Pierre Auger.

2.1 Développement des gerbes atmosphériques

Le développement des gerbes atmosphériques est initié par l'interaction d'un primaire avec un noyau de l'atmosphère. Lors de la première interaction, une majorité de pions π^\pm et π^0 est produite. Les π^0 , de faible durée de vie ($c\tau = 25,5 \text{ nm}$ [81]) se désintègrent quasi-instantanément en deux photons, chacun initiant alors une gerbe électromagnétique. Disposant d'un temps de vie plus important, les π^\pm peuvent parcourir une distance $\gamma c\tau$ beaucoup plus grande avant désintégration, avec $c\tau = 7,8 \text{ m}$ [81] et un facteur de Lorentz pouvant atteindre des valeurs de 10^{10} pour des RCUHE aux énergies les plus extrêmes. Ainsi, un pion chargé interagit plusieurs fois lors de son parcours dans l'atmosphère en initiant de nouvelles cascades hadroniques. L'ensemble des pions chargés produits constitue ainsi le cœur hadronique de la gerbe. En perdant leur énergie, une partie des π^\pm finit par se désintégrer en une composante muonique. La figure 2.1 présente ainsi le développement d'une telle gerbe atmosphérique.

Le développement d'une gerbe atmosphérique dépend de la nature et de l'énergie de la particule primaire. L'observation des paramètres de développement suivants permet alors

2. DÉTECTION DES RAYONS COSMIQUES

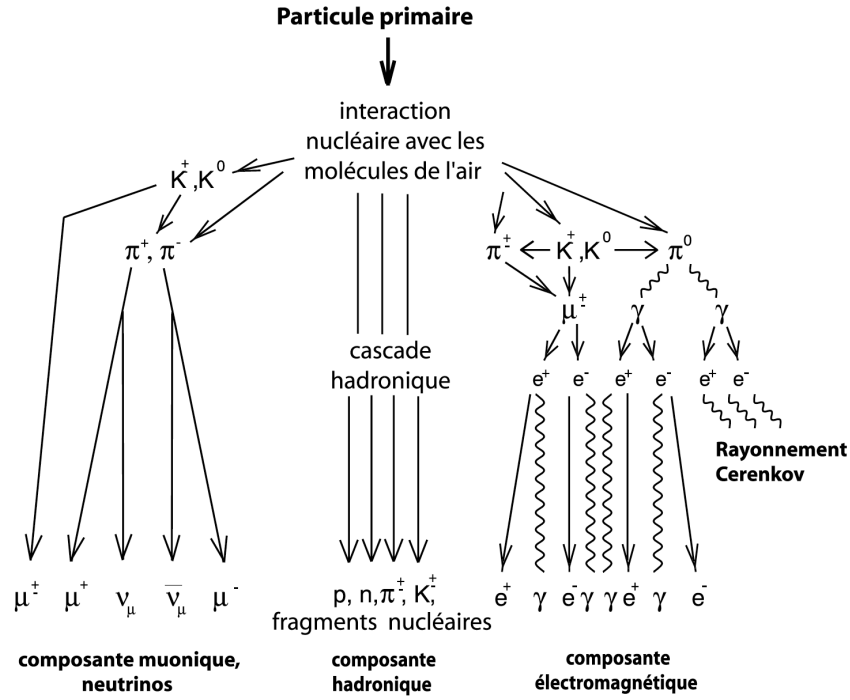


FIGURE 2.1 – Représentation schématique d'une gerbe initiée par un hadron.

de remonter aux caractéristiques de la particule primaire :

- la profondeur de développement maximal de la gerbe, notée X_{\max} , est un indicateur de la nature de la particule comme il a été vu avec les figures 1.7 et 1.10 ;
- le nombre maximal N_{\max} de particules dans la gerbe à X_{\max} , permet de remonter à l'énergie de la particule primaire ;
- le taux d'élongation Λ , caractérisant l'augmentation du X_{\max} avec l'énergie du primaire, dépend de la nature du primaire.

Dans la suite, les modèles phénoménologiques de Matthews [77] et Montanus [79], basés sur les travaux de Heitler [56], permettant de comprendre l'évolution des paramètres sus-mentionnés sont brièvement présentés.

2.1.1 Cascade électromagnétique : le modèle de Heitler

La désintégration d'un π^0 en deux photons initie une gerbe électromagnétique. Cette part électromagnétique de la gerbe atmosphérique est d'une grande importance. En effet, les particules chargées produites, en ionisant les atomes de l'atmosphère, engendrent la fluorescence de l'air, permettant ainsi la mesure des propriétés de la gerbe/particule primaire. Ces cascades électromagnétiques sont également produites suite à la création de nouveaux π^0 par interaction hadronique des π^\pm lors de leur parcours dans l'atmosphère. Voilà pourquoi les cascades électromagnétiques sont présentées avant les cascades hadroniques.

Le modèle de Heitler est un modèle discret permettant de reproduire les propriétés du développement des cascades électromagnétiques grâce à des hypothèses simples :

- l'atmosphère terrestre est découpée en couches d'épaisseur constante d ;

- chaque photon produit une paire électron/positron après avoir parcouru une distance d ;
- chaque électron¹ produit un photon par rayonnement de freinage après avoir parcouru une distance d .

La distance d est prise égale à $d = \lambda_r \ln 2$ avec λ_r la longueur de radiation de l'électron, environ égale à 37 g.cm^{-2} . Les électrons perdent ainsi la moitié de leur énergie, emportée par un photon, après avoir parcouru une distance d . Les simplifications du modèle incluent également que l'énergie est uniformément répartie entre l'électron et le positron lors de la désintégration d'un photon en une paire e^+/e^- .

Le diagramme (a) en figure 2.2 présente ainsi le processus de multiplication des particules chargées en fonction du nombre de couches d'atmosphère traversée. Ainsi, à une profondeur $X = nd$ de la première interaction, le nombre de particules (électrons et photons) est $N = 2^n$ chacune d'une énergie $E = E_0/2^n$, E_0 étant l'énergie de la particule primaire.

La multiplication cesse lorsque les particules atteignent l'énergie critique ξ_e^c pour laquelle il est supposé une transition brutale du régime radiatif au régime ionisant. Cette énergie critique ξ_e^c est prise égale à $\sim 85 \text{ MeV}$ dans l'air. La cascade électromagnétique atteint donc sa taille maximale $N_{\max} = 2^{n_{\max}}$ lorsque les particules atteignent l'énergie $E = E_0/2^{n_{\max}} = \xi_e^c$. Ainsi, le nombre maximal de particules dans une cascade électromagnétique initiée par un proton ou électron est proportionnel à l'énergie de la particule primaire :

$$N_{\max} = \frac{E_0}{\xi_e^c} \quad (2.1)$$

et est atteint après avoir traversé n_{\max} couches d'atmosphère.

Le modèle ne permet cependant pas d'estimer correctement le ratio de photons et d'électrons. En effet, il prédit qu'après quelques générations, le nombre d'électrons est $N_e \approx \frac{2}{3} N_{\max}$. Cette quantité est surestimée pour plusieurs raisons. La principale est que plusieurs photons sont émis lors du rayonnement de freinage mais aussi que la transition entre le régime radiatif et ionisant n'est pas brutale. Les simulations permettent de tenir compte de ces effets et le nombre d'électrons produits est alors estimé à :

$$N_e \approx \frac{N_{\max}}{10} \quad (2.2)$$

La profondeur de développement maximal X_{\max} de la cascade électromagnétique est alors :

$$X_{\max} = n_{\max} \lambda_r \ln 2 = \lambda_r \ln \left(\frac{E_0}{\xi_e^c} \right). \quad (2.3)$$

2.1.2 Cascade hadronique

Le développement des cascades hadroniques est ici présenté grâce à un modèle analogue à celui présenté pour les cascades électromagnétiques. Les hadrons interagissent à

1. Dans la suite le terme électron désigne sans distinction les électrons et les positrons sauf mention contraire.

2. DÉTECTION DES RAYONS COSMIQUES

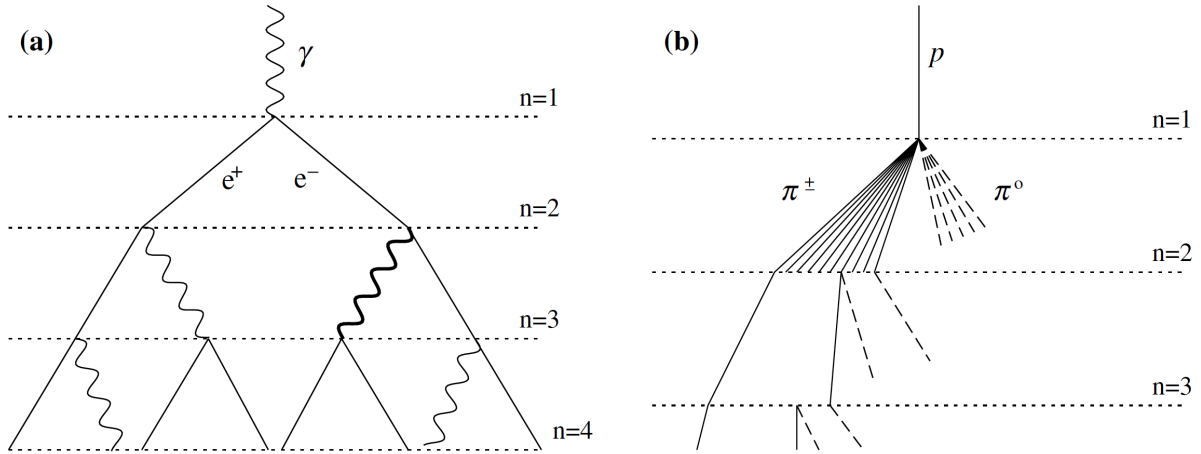


FIGURE 2.2 – En (a), représentation schématisée d'une gerbe électromagnétique décrite par le modèle de Heitler. Après avoir parcouru une distance d , la particule subit une interaction. Ainsi, le photon produit une paire tandis que l'électron rayonne un photon. En (b) est représenté l'interaction d'un proton avec l'atmosphère, produisant $1/3$ de pions neutres et $2/3$ de pions chargés. Les π^0 sont représentés par les lignes en pointillés. Au bout de chaque ligne en pointillés, la désintégration en une paire de photons engendre la gerbe électromagnétique schématisée en (a). Quant aux pions chargés, ils continuent leurs interactions générant pions neutres et chargés.

chaque couche d'atmosphère traversée, les π^\pm produisant ainsi de nouveaux π^\pm et π^0 , ces derniers initiant directement de nouvelles cascades électromagnétiques. Le modèle de Matthews [77] propose de prendre des couches d'épaisseur constante $\lambda_l \ln 2$ avec λ_l la longueur d'interaction des pions dans l'air. La multiplicité des pions produits par chaque interaction est également considérée comme constante avec N_{ch} pions chargés et $\frac{1}{2}N_{ch}$ de pions neutres. Là aussi, de manière analogue et approximée au modèle de Heitler, la multiplication des hadrons s'arrête lorsque les π^\pm atteignent une énergie critique ξ_π^c telle que la probabilité de décroissance en muons/neutrinos est supérieure à la probabilité d'interaction hadronique. Le diagramme (b) de la figure 2.2 schématise ce modèle de développement discret de la cascade hadronique à partir de l'interaction d'un proton.

Le X_{max} de la gerbe atmosphérique est la profondeur d'atmosphère traversée pour laquelle le nombre d'électrons et de photons atteint son maximum. Dans ce modèle, il est seulement pris en compte la première génération de π^0 produite par l'interaction du proton primaire. Le ratio des multiplicités est tel que pour chaque interaction, N_{ch} pions chargés sont produits pour $\frac{1}{2}N_{ch}$ de pions neutres. Ainsi, $1/3$ de l'énergie de la particule primaire est emportée par le canal électromagnétique. Les π^0 se désintégrant en deux photons, le nombre de photons de première génération est égal à N_{ch} avec une énergie $\frac{E_0}{3N_{ch}}$. De manière similaire à l'équation 2.3, le maximum de la gerbe atmosphérique induite par un proton est donc :

$$X_{max}^p = X_0 + \lambda_r \ln \left(\frac{E_0}{3N_{ch}\xi_\pi^c} \right) \quad (2.4)$$

avec X_0 la profondeur de l'interaction du proton primaire.

Dans le cas d'un noyau de masse A , le modèle de Matthews considère simplement que

2.1 Développement des gerbes atmosphériques

chaque nucléons d'énergie E_0/A initie une gerbe et il est considéré en première approximation que tous les nucléons interagissent en même temps. Ainsi, d'après l'équation 2.4, le X_{\max} d'une gerbe initiée par un noyau de masse A est :

$$X_{\max}^A = X_{\max}^p - \lambda_r \ln A \quad (2.5)$$

Ce modèle simple permet donc de comprendre que plus la particule primaire présente un nombre A élevé, moins le maximum de la gerbe sera profond dans l'atmosphère. La mesure du X_{\max} permet ainsi de déterminer la nature de la particule primaire. On peut penser que l'approximation consistant à ne tenir compte que de la première génération de π^0 revient à sous-estimer la valeur du X_{\max} . Ainsi, il est montré dans [77] que les estimations du maximum de la gerbe sont sous-évaluées de $\sim 100 \text{ g.cm}^{-2}$. Cependant, les travaux de Montanus [79], prenant en compte les différentes générations de pions produits, ainsi que d'une paramétrisation de la multiplicité et de la longueur d'interaction avec l'énergie, montrent eux aussi de larges différences avec les modèles Monte-Carlo. L'auteur suppose alors que la répartition homogène de l'énergie entre les particules sur-estime la multiplicité : les particules possédant alors une énergie moindre pénètrent moins profondément dans l'atmosphère.

Le modèle de Matthews permet également d'établir les ordres de grandeur du nombre de particules des composantes hadroniques et électromagnétiques, et ainsi déterminer la part d'énergie emportée respectivement par les deux composantes. Il est ainsi démontré dans [77] que le nombre de muons, produits par la désintégration des pions est égal à :

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_\pi^c} \right)^\beta \quad (2.6)$$

avec

$$\beta = \frac{\ln(N_{\text{ch}})}{\ln(3/2N_{\text{ch}})}. \quad (2.7)$$

La conservation de l'énergie s'écrit $E_0 = E_{\text{em}} + E_{\text{h}}$ où apparaissent les énergies emportées par les composantes électromagnétiques et hadroniques. Comme $E_{\text{h}} = N_\mu \xi_\pi^c$, la fraction d'énergie emportée par la composante électromagnétique est :

$$\frac{E_{\text{em}}}{E_0} = \frac{E_0 - N_\mu \xi_\pi^c}{E_0} = 1 - \left(\frac{E_0}{\xi_\pi^c} \right)^{\beta-1}. \quad (2.8)$$

Les paramètres adoptés, à savoir $N_{\text{ch}} = 10$ et $\xi_\pi^c = 20 \text{ GeV}$, impliquent que pour une gerbe initiée par une particule (proton ou fer) d'énergie $E_0 = 10^{17} \text{ eV}$, 90 % de l'énergie est emportée par la composante électromagnétique. Ce résultat est primordial puisque ce sont les électrons de cette composante qui en ionisant les atomes d'azote de l'air vont engendrer la fluorescence. La mesure de cette quantité de lumière produite permet ainsi de remonter à l'énergie de la particule primaire.

Cette section a permis de poser les principes de base du développement des gerbes atmosphériques. La section suivante expose les mécanismes de production de la lumière UV, permettant donc d'utiliser l'atmosphère terrestre comme un calorimètre scintillant.

2.2 Génération des photons UV

Les électrons produits par le développement de la gerbe traversent l'atmosphère et entrent dans un régime ionisant lorsque leur énergie devient plus faible que l'énergie critique ξ_c . Il en résulte qu'une partie de l'énergie déposée est rayonnée sous forme de lumière de fluorescence dans la bande spectrale 290-430 nm. De plus, ces particules relativistes se propageant plus vite que la lumière dans l'air, un cône de lumière Cherenkov suivant l'axe de propagation de la gerbe est produit. Ces deux phénomènes composent ainsi la signature UV d'une gerbe atmosphérique.

De nombreux observatoires utilisent cette signature UV pour reconstruire la direction de propagation, l'énergie et la composition des rayons cosmiques, par la technique de mesure de la fluorescence de l'air. Cette dernière technique est particulièrement importante puisqu'elle constitue le principe de base de la détection spatiale des RCUHE. Le principe de formation de cette lumière ainsi que la relation entre énergie et quantité de photons sont discutés ci-après.

2.2.1 La fluorescence de l'azote

Lors du développement d'une gerbe atmosphérique, les particules chargées qui constituent la composante électromagnétique, engendrent des collisions inélastiques avec l'azote moléculaire présent à 80% dans l'atmosphère. Ces collisions excitent et/ou ionisent les molécules d'azote qui émettent alors des photons de fluorescence en se désexcitant. Le diagramme en figure 2.3 présente les états électroniques excités de N_2 et N_2^+ impliqués dans la fluorescence de l'air. Chaque niveau électronique est divisé en états vibrationnels notés ν et l'ensemble des transitions $\nu - \nu'$ entre niveaux hauts et bas constituent un système de bande. Les molécules ionisées N_2^+ participent ainsi au système de bande 1N. Le système 2P concerne lui les molécules qui se retrouvent dans un état excité après échange d'un électron avec changement de spin de ce dernier. La recombinaison de N_2^+ peut produire un N_2^* excité qui participe aussi au système 2P.

Cependant, la désexcitation radiative n'est pas le seul processus de transition. En effet, les processus collisionnels induisent également ces transitions sans émission de photon. L'oxygène est ainsi un excellent « quencher » mais d'autres composants moléculaires participent également à la suppression des transitions radiatives (azote, vapeur d'eau, polluants...). La connaissance de la teneur de l'atmosphère en ces composants est donc primordiale pour les expériences de détection des RCUHE par mesure de la fluorescence de l'air. La température et la pression augmentant la probabilité de collision, ces deux paramètres doivent également être surveillés.

La quantité de lumière émise par fluorescence est quantifiée par le rendement de fluorescence de l'air. Cette grandeur est exprimée avec différentes unités dans la littérature. On trouve ainsi que ce rendement peut exprimer la quantité de photons produits par unité d'énergie déposée par électron primaire² ou bien la quantité de photons produits par électron par unité de longueur. De nombreuses expériences ont permis de mesurer le rendement de fluorescence en fonction des conditions atmosphériques dont les résultats

2. Ici nous désignons par électron primaire les électrons produits par la gerbe atmosphérique qui vont ioniser le milieu ambiant. Les électrons secondaires produits par ionisation peuvent également participer dans les processus d'excitation/ionisation et donc dans la production de lumière de fluorescence.

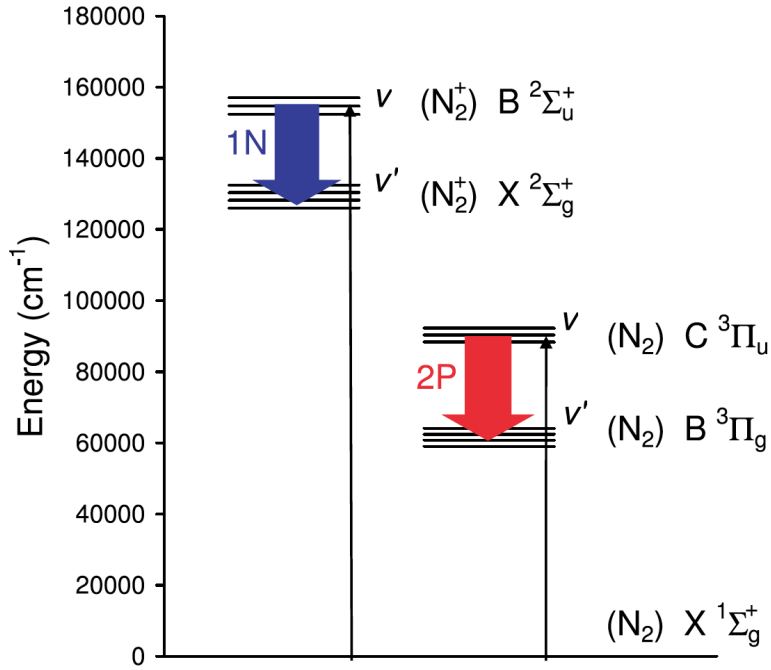


FIGURE 2.3 – Diagramme des deux principaux systèmes de bandes impliqués dans la fluorescence de l'azote (flèches rouges et bleues) suite à l'excitation (flèches noires). Figure extraite de [15].

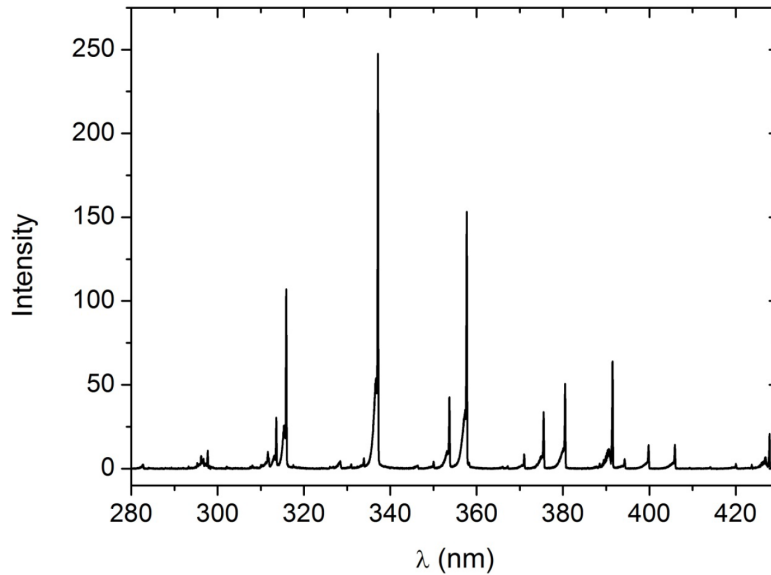


FIGURE 2.4 – Spectre de fluorescence d'un air artificiel (80% N_2 , 20% O_2 , 800 hPa) mesuré par Dandl et al. [40]. L'air a été excité par un faisceau d'électron à 12 keV avec un courant de 1 à 5 μA . La raie d'intensité la plus élevée à 337 nm correspond au système 2P et présente d'après les mesures un rendement de fluorescence de 8,3 photons par MeV d'énergie déposée.

2. DÉTECTION DES RAYONS COSMIQUES

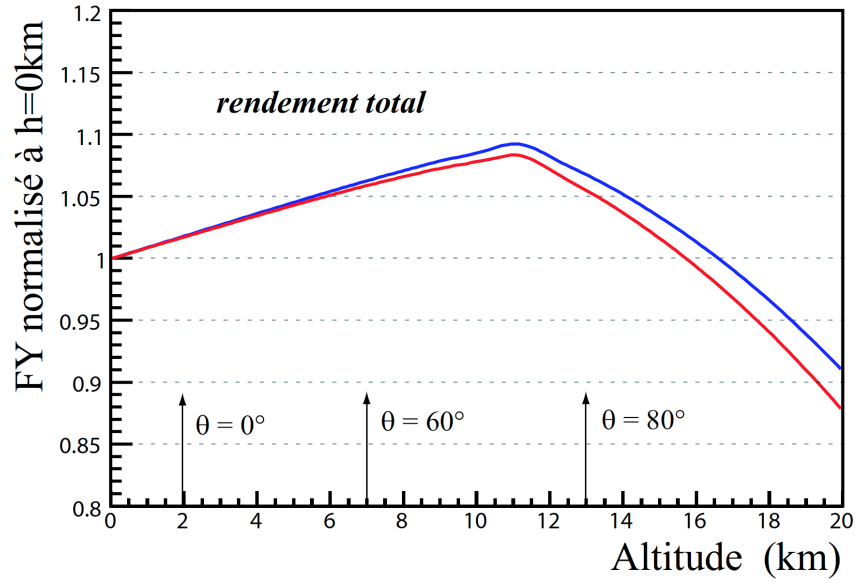


FIGURE 2.5 – Rendements de fluorescence normalisés à une altitude nulle, tracés d’après les mesures de Kakimoto (en rouge) et de Nagano (en bleu) en fonction de l’altitude. La relation entre la pression, la température et l’altitude est obtenue en utilisant le modèle d’atmosphère US-standard. Les rendements sont intégrés sur l’ensemble du spectre d’émission. Les altitudes moyennes du maximum de développement des gerbes initiées par des protons avec différents angle θ par rapport au nadir sont indiquées. L’énergie n’est pas indiquée par l’auteur.

sont discutés en [16] [14] [69].

Comme les facteurs d’inhibition des processus radiatifs des systèmes 1N et 2P dépendent de la pression et de la température, le rendement de fluorescence varie selon l’altitude de développement des gerbes atmosphériques. Cependant, les différentes variations se compensent et le rendement de fluorescence intégré entre 300 et 400 nm varie de moins de 10% pour des altitudes inférieures à 10 km comme il peut être vu en figure 2.5.

La mesure de la quantité de photons de fluorescence émis par une gerbe atmosphérique permet ainsi de remonter à l’énergie déposée par la composante électromagnétique de la gerbe. Cette mesure permet ainsi une mesure de l’énergie de la particule primaire, indépendamment des modèles d’interactions hadroniques, puisque la proportion d’énergie emportée par la gerbe électromagnétique est bien connue.

2.2.2 L’émission Cherenkov

L’émission Cherenkov se produit lorsqu’une particule chargée se déplace dans un milieu diélectrique (un milieu polarisable) avec une vitesse excédant celle de la lumière dans ce matériau. Sur son passage, le milieu se polarise sous l’effet du champ électrique de la particule et lorsque la vitesse de la particule est suffisante, un front d’onde cohérent (similaire à une onde de choc, appelé boum supersonique pour les ondes de pression) se forme. Il en résulte alors un cône de lumière dont le demi-angle au sommet θ_c est défini par :

$$\tan \theta_c = \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} \quad (2.9)$$

avec $\beta = v/c$, v étant la vitesse de la particule et n l'indice optique du milieu. Contrairement au spectre de fluorescence, le spectre de radiation Cherenkov est continu. Le nombre de photons produits par unité de longueur par une particule de charge ze et par unité d'énergie des photons est :

$$\frac{d^2 N}{dE dx} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_c \quad (2.10)$$

$$\approx 370 \sin^2 \theta_c \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \quad (z = 1). \quad (2.11)$$

Exprimée en fonction de la longueur λ d'onde des photons émis :

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (2.12)$$

on remarque que l'émission est plus intense pour les courtes longueurs d'ondes ce qui explique la couleur bleue observée à l'œil dans les bassins de stockage de déchets nucléaire malgré notre plus haute sensibilité pour le vert.

Le nombre de photons Cherenkov produits par un proton à 10^{20} eV est de l'ordre de 10^{15} , ce qui est comparable au nombre de photons de fluorescence émis isotropiquement par la même gerbe. Le rayonnement Cherenkov pourrait alors être considéré comme un bruit qui diminue le rapport signal à bruit lors de l'observation des gerbes par la mesure de la fluorescence. Cependant, les observations monoculaires depuis l'espace nécessite l'observation du signal Cherenkov réfléchi sur Terre afin de mesurer la distance de la gerbe au télescope. Le principe d'observation d'une gerbe depuis l'espace est détaillé en chapitre 3.

2.3 Les sources de bruit de fond UV

La capacité d'un télescope de fluorescence à mesurer un signal dépend du bruit de fond UV, qui peut masquer les événements de faible énergie et donc de faible intensité lumineuse. La cause la plus importante de ce bruit de fond est la Lune. Avec le Soleil, les deux astres imposent le temps d'observation des télescopes, appelé cycle utile. Ainsi, pour un télescope spatial tel que JEM-EUSO, ce temps de cycle utile est de l'ordre de 20% [61]. Dans la suite, nous nous intéressons aux sources de bruit de fond présentes lors des nuits sans Lune, qu'elles soient d'origine naturelle ou humaine. Cette section permet de placer quelques ordres de grandeur sur les flux observables pour un télescope spatial.

2.3.1 Le « Nightglow » et autres sources diffuses de lumière UV

Le « nightglow » est la principale source de lumière diffuse dans le ciel nocturne sans Lune. Ce terme, désigne la luminescence d'une fine couche de la haute atmosphère, située à une altitude de ~ 100 km. Dans la gamme de longueurs d'ondes qui nous intéresse (le proche UV, de 300 à 400 nm), son origine provient de la recombinaison de l'oxygène atomique produit en journée sous l'effet de la lumière solaire. Les molécules de dioxygène se recombinaient dans un état excité qui émet ensuite un photon UV.

2. DÉTECTION DES RAYONS COSMIQUES

Mesure	Radiance	Incertitude	Commentaire
NIGHTGLOW	300	~ 60	radiance montante en vol
NIGHTGLOW	691	34	radiance descendante en vol
NIGHTGLOW	552	valeur estimée	radiance descendante corrigée au sol
BABY	$\sim 400 - 450$		radiance montante
Hennes	320	non renseigné	radiance descendante entre 328 et 385 nm
HiRes	200	non renseigné	radiance descendante

TABLE 2.1 – Compilation des mesures de « nightglow » et des autres sources de bruit de fond exprimées en $\text{photons.m}^{-2}.\text{ns}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. L’expérience en ballon NIGHTGLOW [21] disposait d’un télescope rotatif permettant la mesure directe du bruit de fond (dénommée radiance descendante) et ainsi que la radiance réfléchie au sol (radiance montante). La radiance descendante corrigée au sol est estimée en tenant compte d’une atténuation de 20% par rapport à la radiance descendante mesurée en vol. L’expérience en ballon italienne BABY [31] a mesuré lors de deux vols au dessus de la mer Méditerranée la lumière UV réfléchie. Hennes [57] a utilisé une roquette afin de mesurer le flux descendant. L’expérience HiRes a mesuré avec ces télescopes au sol la radiance descendante [21]. Toutes les mesures données sont pour la bande spectrale entre 300 et 400 nm sauf mention contraire.

Pour un télescope spatial, la lumière produite par le « nightglow » est détectée directement par son observation mais aussi après réflexion sur la Terre. Les quelques expériences qui ont mesuré la radiance³ du « nightglow » donnent des résultats du même ordre de grandeur. La table 2.1 résume les différentes mesures effectuées depuis le sol, lors de vols en ballons ainsi que lors du tir d’une roquette.

Ces mesures présentent la radiance directe et également réfléchie au sol. Elles tiennent compte également d’autres source de bruit de fond que sont :

- la lumière Zodiacale, correspondant à la diffusion de la lumière solaire sur les poussières du milieu interplanétaire du système solaire ;
- la lumière du fond interstellaire, qui provient de l’ensemble des étoiles de faible intensité ;
- la lumière des étoiles distinctes.

Dans le cas d’un télescope spatial, ces dernières composantes sont observées indirectement après réflexion sur la Terre. Cette réflexion dépend de l’albédo du sol et donc du type de sol. Elle dépend également de l’atmosphère qui diffuse la lumière vers le télescope. Ainsi on distingue la diffusion Rayleigh de la diffusion de Mie. La première correspond à la diffusion de la lumière par les atomes de l’air bien plus petits par rapport à la longueur d’onde de la lumière considérée. La couleur bleue du ciel est expliquée par la diffusion Rayleigh. La diffusion de Mie concerne au contraire les particules plus grosses telles que les aérosols ou la vapeur d’eau présente dans les nuages. L’atmosphère terrestre absorbe également la lumière UV : on parle d’absorption moléculaire due aux molécules de dioxygène et d’ozone. Ainsi, l’albédo total de la Terre, tenant compte de ces différents effets,

3. La radiance est le flux par unité de surface et d’angle solide. Elle s’exprime en $\text{photons.m}^{-2}.\text{ns}^{-1}.\text{sr}^{-1}$.

est estimé à 40% [80].

Le satellite russe Tatiana [45] mesura pendant un mois et depuis une orbite de 950 km le bruit de fond total dans la bande de longueur d'ondes allant de 300 à 400 nm. Ainsi, le bruit de fond total mesuré est compris entre 300 et 1000 photons.m⁻².ns⁻¹.sr⁻¹ ce qui est en accord avec les mesures de la table 2.1.

2.3.2 Phénomènes naturels transitoires

Au contraire des sources diffuses présentées ci-dessus, les éclairs, météores, aurores boréales/australes sont des phénomènes transitoires difficilement prévisibles. De par leur intensité, ils peuvent saturer la réponse du détecteur sur une portion du détecteur mais aussi détériorer à la longue les tubes photomultiplicateurs constituant l'instrument. Afin de protéger les photo-détecteurs, mais aussi de pouvoir étudier ces phénomènes, il sera vu en chapitre 3 que JEM-EUSO dispose d'un système permettant de réduire l'efficacité de détection en diminuant l'efficacité de collection⁴ des tubes photomultiplicateurs. Ce système rend possible l'observation dans le domaine UV des météores avec une résolution temporelle bien meilleure que celle des satellites UV actuels qui sont conçus pour observer des phénomènes à des échelles de temps bien supérieures. L'étude de la taille et de la fréquence d'observation de ces météores pourrait apporter une meilleure connaissance des objets croisant l'orbite terrestre.

D'autres phénomènes lumineux peu connus tels que les « sprites », « jets » et « elves », se développant avec des temps de l'ordre de la ms au-dessus des orages et dont la fréquence d'apparition est inconnue pourrait être observés par un télescope de type JEM-EUSO grâce à l'émission de lumière UV par l'azote. Tirant avantage du large champ de vue qu'offre une observation depuis l'espace, JEM-EUSO et sa résolution temporelle de l'ordre de la μ s permettrait d'approfondir les connaissances sur le processus de développement de tels phénomènes. Le micro-satellite TARANIS [1] du CNES, prévu pour commencer ses observations en 2017, sera lui entièrement dédié à l'étude de ces phénomènes.

2.3.3 Sources artificielles

Les sources artificielles telles que les villes sont une source importante de lumière parasite. Des régions telles que l'Amérique du Nord, l'Europe et l'Asie du Sud présentent de fortes pollutions lumineuses de part les nombreuses métropoles qu'elles présentent. Cependant, le spectre émis par les zones d'activités humaines est dominé par la bande visible.

Les mesures de BaBy [31] relèvent ainsi une augmentation d'un ordre de grandeur lors du survol de zone habitées en utilisant des PMTs fortement collimatés (angle solide de détection de 10⁻² sr. Le satellite Tatiana, ne disposant que d'un large collimateur pour un champ de vue du détecteur de 15°, rapporte une augmentation que d'un facteur 2 lors du passage au-dessus d'une métropole telle que Los Angeles. L'augmentation de la radiance mesurée lors du survol des villes dépend donc grandement du champ de vue de l'instrument qui fait une mesure moyenne de la radiance émise dans le champ de vue de l'instrument.

4. L'efficacité de détection sera décrite en 5.1.3 et le mécanisme de protection en II.

2. DÉTECTION DES RAYONS COSMIQUES

Comme il sera présenté en chapitre 3, JEM-EUSO dispose d'une optique permettant d'imager les gerbes atmosphériques. Il est donc attendu que l'augmentation de la radiance mesurée soit bien plus affectée par les villes. La réalisation d'un vol en ballon avec un instrument présentant le même principe de détection permet d'observer l'effet du survol d'une source artificielle de lumière. Il sera montré en chapitre 10 l'effet du survol d'une telle source sur la radiance UV. De plus, l'optique réfractrice imageant la source, l'augmentation se fait sur une portion de la surface focale, empêchant son utilisation pour la détection de traces UV, le rapport signal sur bruit devenant trop faible.

2.4 Techniques de détection des rayons cosmiques

Les techniques présentées ici ne constituent pas une liste exhaustive. Seules les techniques utilisées dans les observatoires Pierre Auger et « Telescope Array » seront présentées. Il est à noter que ces deux expériences réalisent des observations hybrides, utilisant deux techniques, à savoir l'utilisation d'un réseau de détecteurs au sol permettant d'échantillonner les particules secondaires arrivant au sol et d'un réseau de télescopes de fluorescence permettant d'imager le développement de la gerbe. Cependant les principes de base remontent au début de la détection des rayons cosmiques avec les travaux de Pierre Auger [17] qui utilisa un réseau de compteur Geiger pour faire de l'échantillonnage de particules au sol. La technique de fluorescence fut inventée dans les années 60 aux États-Unis avec la construction d'un premier prototype [29]. La première détection de gerbes atmosphériques par cette technique fut réalisée en 1976 sur le site de Volcano Ranch [34] au Nouveau Mexique où un réseau de détecteurs au sol était déjà en service depuis 1958 sous la direction de John Linsley.

2.4.1 Échantillonnage des particules au sol

L'échantillonnage des particules au sol consiste à mesurer la quantité de particules secondaires, créées par la gerbe, atteignant le sol. Pour cela, un réseau de détecteurs au sol est formé. Évidemment, plus le réseau est grand et plus la statistique des événements observés augmente. Les détecteurs utilisés peuvent être des scintillateurs, c'est le cas du « Telescope Array » [35] ou des cuves à effet Cherenkov comme utilisé par l'observatoire Pierre Auger [37].

L'échantillonnage permet d'observer le profil latéral de la gerbe, c'est à dire son empreinte au sol. Le dépôt d'énergie à une certaine distance du cœur de la gerbe est utilisé comme un estimateur de l'énergie de la particule primaire. Pour cela, des modèles de simulations du développement hadronique des gerbes sont utilisés. Cependant ces modèles sont incomplets à très haute énergie et extrapolés à partir des mesures effectuées en laboratoire. Cette technique est donc fortement modèle dépendant surtout dans le cas des cuves à effet Cherenkov plus sensibles aux muons, et dont le nombre dépend des modèles utilisés pour la reconstruction des gerbes. Les scintillateurs sont aussi sensibles aux électrons qu'aux muons et cette dernière composante peut être isolée en plaçant des matériaux absorbants d'épaisseurs égales à plusieurs longueurs de radiation. Il est également possible de reconstruire l'orientation de l'axe de la gerbe en enregistrant les temps d'arrivée du front de la cascade sur les différents détecteurs.

L'intérêt principal d'un réseau de détecteurs au sol est de disposer d'un cycle utile de

100% : il fonctionne aussi bien de jour que de nuit.

2.4.2 Mesure de fluorescence

La mesure de fluorescence consiste à réaliser une mesure calorimétrique quasi-complète de la particule primaire en observant le développement longitudinal de la gerbe atmosphérique. La quantité de lumière UV émise par fluorescence étant proportionnelle à l'énergie déposée par la composante électromagnétique, la mesure de l'énergie de la particule primaire est moins dépendante des modèles de développement des gerbes. Toutefois, des simulations doivent être utilisées pour connaître la proportion d'énergie emportée par la composante électromagnétique et pour corriger de l'énergie manquante emportée par les neutrinos et des muons qui ne déposent pas toute leur énergie dans l'air. Cependant, cet effet est minimisé par le fait que plus de 90% de l'énergie de la particule primaire est emportée par la composante électromagnétique de la gerbe. Cette technique est donc moins modèle dépendant que la technique d'échantillonnage des particules au sol.

La mesure de fluorescence permet de réaliser une imagerie de la gerbe en utilisant un télescope. Dans le cas de l'observatoire Pierre Auger ou du « Telescope Array », un assemblage de miroirs permet de projeter l'image de la gerbe sur la surface focale constituée d'une matrice de PMTs. Un télescope permet de déterminer le plan contenant la gerbe et le télescope de fluorescence (le « shower to detector plane » ou SPD). La différence entre les temps d'arrivée des photons sur les différents pixels permet également de déterminer l'orientation de la gerbe selon le même principe qu'une TPC⁵. Pour les télescopes au sol, il est nécessaire de réaliser une observation stéréoscopique pour déterminer complètement la géométrie de la gerbe (orientation, point d'impact, distance de la gerbe au détecteur). En effet, un télescope ne peut mesurer que les temps d'arrivée relatifs des photons sur les différents pixels de sa caméra : la distance de la gerbe au détecteur ne peut être connue. La détection d'une gerbe par deux télescopes permet alors de connaître le temps d'arrivée des photons sur les deux caméras et ainsi reconstruire sa position comme il peut être vu sur le schéma en figure 2.6.

Cependant, cette technique nécessite une connaissance du rendement de fluorescence de l'air afin de relier la quantité de photons mesurés à l'énergie de la gerbe. Ce rendement de fluorescence variant avec les conditions atmosphériques, ces dernières doivent être surveillées lors des mesures de gerbes. De plus, la propagation des photons est affectée par la présence de centre diffuseurs tels que les aérosols. L'utilisation d'un LIDAR⁶, c'est-à-dire d'un laser pulsé, effectuant des tirs dans les directions des gerbes observées, permet de déterminer ces conditions.

Un aspect négatif de cette technique d'observation concerne le faible temps d'observation. En effet, il n'est possible de réaliser des observations que lors des nuits dégagées et sans lune (ou très peu), puisque les télescopes utilisent des PMTs conçus pour détecter les très faibles lumières de fluorescence. Le rapport cyclique est ainsi de l'ordre de 10 à 20%.

5. « Time Projection Chamber »

6. LIght Detection And Ranging

2. DÉTECTION DES RAYONS COSMIQUES

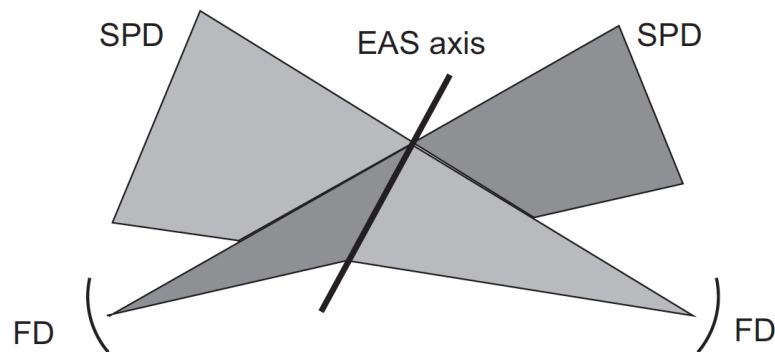


FIGURE 2.6 – Vue schématique de la détection stéréoscopique d’une gerbe. Chaque détecteur de fluorescence (FD) permet de déterminer le « shower to detector plane » (SPD). L’axe de la gerbe et sa position est obtenue par l’intersection des deux SPD.

2.4.3 Détection hybride

La détection hybride consiste à combiner les deux techniques d’observation exposées ci-dessus, qui sont alors complémentaires. Les détecteurs de surface permettent de déterminer le point d’impact au sol de la gerbe. Le détecteur de fluorescence permet lui de déterminer le plan de développement de la gerbe. Les informations temporelles enregistrées par les détecteurs au sol et de fluorescence permettent également de reconstruire indépendamment l’orientation. Un événement dit « hybride », c’est-à-dire enregistré par les deux types de détecteurs peut être géométriquement reconstruit avec une meilleure précision en combinant les informations.

Les deux techniques sont également complémentaires pour la reconstruction énergétique. Puisque les détecteurs de surface échantillonnent la gerbe et sont dépendant du modèle hadronique utilisé pour la reconstruction, l’incertitude systématique sur l’énergie est plus élevée que pour les détecteurs de fluorescence qui donnent une mesure quasi-calorimétrique. Une incertitude demeure toutefois sur l’énergie cachée emportée par les neutrinos ou les muons qui ne déposent pas toute leur énergie dans l’atmosphère mais celle-ci peut être corrigée en déterminant cette part invisible grâce aux simulations. Cependant, le temps d’observation des détecteurs de fluorescence n’étant que de 10%, peu d’événements hybrides sont obtenus. L’idée est alors de réaliser une calibration croisée en énergie à partir des événements hybrides enregistrés. Une correction peut alors être appliquée aux événements enregistrés uniquement par les détecteurs de surface.

2.5 Les principaux observatoires contemporains

2.5.1 Telescope Array

Le « Telescope Array » est un observatoire hybride dont l’acquisition de données a débuté en 2008. Il est situé dans le désert du comté de Millard, à 1400 m d’altitude, dans l’Utah à 200 km au sud de Salt Lake City. L’installation hybride permet la détection des RCUHE en combinant scintillateurs plastiques et télescopes de fluorescence. L’altitude du site permet de disposer d’une qualité de ciel optimale. La zone désertique a également

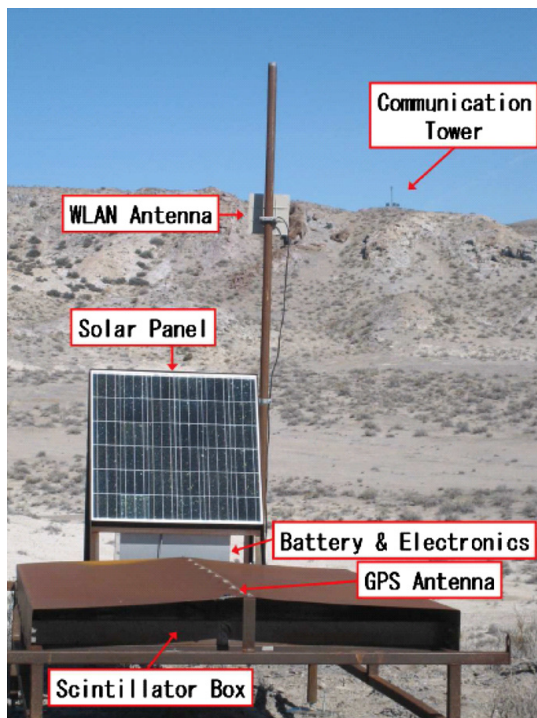


FIGURE 2.7 – Photographie d’une station de surface et d’une station de télescopes de fluorescence du « Telescope Array ». Le détecteur de surface est composé d’un scintillateur pour une surface de 3 m^2 . Les 507 détecteurs sont espacés de $1,2 \text{ km}$ les uns des autres et couvrent une surface de près de 700 km^2 . La photographie de droite présente l’une des 3 stations de mesure de fluorescence, à savoir celle de « Black Rock Mesa ». On peut distinguer que la station consiste en 3 baies d’observation chacune comprenant 4 télescopes. Extrait de [35] et [38]

été choisie pour sa faible pollution lumineuse et son climat aride permettant d’atteindre un temps d’observation de 10% en mode hybride.

Le réseau de détecteurs au sol est constitué de 507 stations disposées selon une grille au motif carré de $1,2 \text{ km}$ de côté pour couvrir une surface de 762 km^2 . Les scintillateurs utilisés présentent une surface de 3 m^2 . Comme tout scintillateur, ils sont sensibles aux particules chargées et permettent donc de détecter principalement la composante électromagnétique de la gerbe atmosphérique.

Un télescope de fluorescence de TA consiste en un assemblage de 18 segments pour former un miroir de $6,8 \text{ m}^2$ et d’une caméra de 256 PMTs. Le champ de vue d’un tel télescope est de 18° en azimut et $15,5^\circ$ en élévation. Une station est composée d’une douzaine de détecteurs afin de disposer d’un champ de vue total de 33° en azimut et 108° en élévation. Le site dispose de 3 stations de télescopes de fluorescence dénommée « Black Rock Mesa » (BR), « Long Ridge » (LR) et « Middle Drum » (MD). La figure 2.7 présente deux photographies des deux types de détecteurs de TA.

2.5.2 L’observatoire Pierre Auger

L’observatoire Pierre Auger, en activité depuis 2004, constitue le plus grand observatoire de rayons cosmiques jamais construit. Il s’agit d’un détecteur hybride, composé

2. DÉTECTION DES RAYONS COSMIQUES

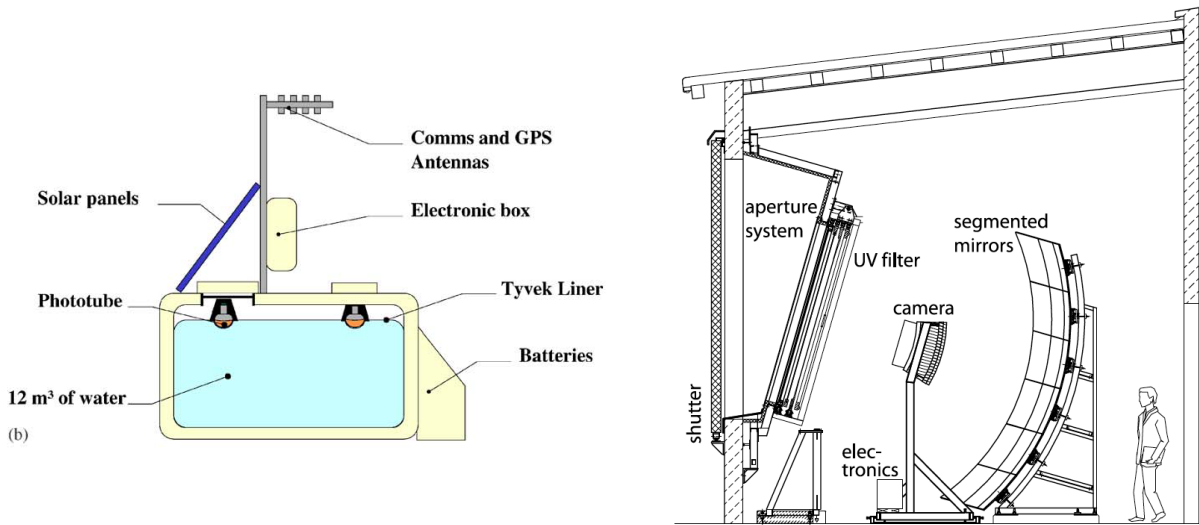


FIGURE 2.8 – Schémas de la cuve à effet Cherenkov et d'un télescope de fluorescence de l'observatoire Pierre Auger. Extrait de [37].

de 1600 cuves à effet Cherenkov et de 4 stations disposant chacune de 6 télescopes de fluorescence, s'étendant sur une superficie de 3000 km².

L'observatoire est situé dans la pampa argentine à 1400 m d'altitude, dans la province de Mendoza. Le site a été retenu pour la qualité de son ciel nocturne facilitant la détection des faibles signaux UV ainsi que sa topographie plate permettant un déploiement plus aisé des 1600 cuves.

Les cuves consistent en un cylindre de 3,6 m de diamètre et 1,55 m de haut contenant 12 m³ litres d'eau de haute pureté formant un réseau au motif triangulaire de 1,5 km de côté. Trois PMTs regardant vers le bas sont utilisés pour détecter la lumière Cherenkov générée dans la cuve et réfléchiée par les parois internes revêtues d'une surface hautement réfléchissante. Pour fonctionner en permanence (à savoir en plein jour avec des PMTs sous tension), les parois sont également opaques à la lumière. Un panneau solaire permet l'autonomie électrique de l'installation et une antenne permet la transmission des données à une station centrale de collecte.

Les 4 stations de 6 télescopes de fluorescence chacune encerclent le réseau de détecteurs au sol permettant ainsi d'observer l'atmosphère au-dessus. Un télescope est constitué d'un miroir concave dont les bords tronqués forment un carré de 3,5 m de côté. Il dispose d'un champ de vue de 30° en azimut et 28,6° en élévation. La lumière est focalisée sur une caméra de 440 PMTs. La figure 2.8 présente une vue schématique du télescope. Un filtre UV est placé au niveau de l'ouverture du diaphragme afin de sélectionner les longueurs d'onde correspondant au spectre de fluorescence de l'azote et ainsi d'augmenter le rapport signal à bruit.

2.5.3 Principaux résultats

Dans la suite, les principaux résultats des observatoires Pierre Auger et « Telescope Array » sont présentés. Ceux-ci portent sur l'étude du spectre et de la composition des RCUHE ainsi que sur la recherche d'anisotropies.

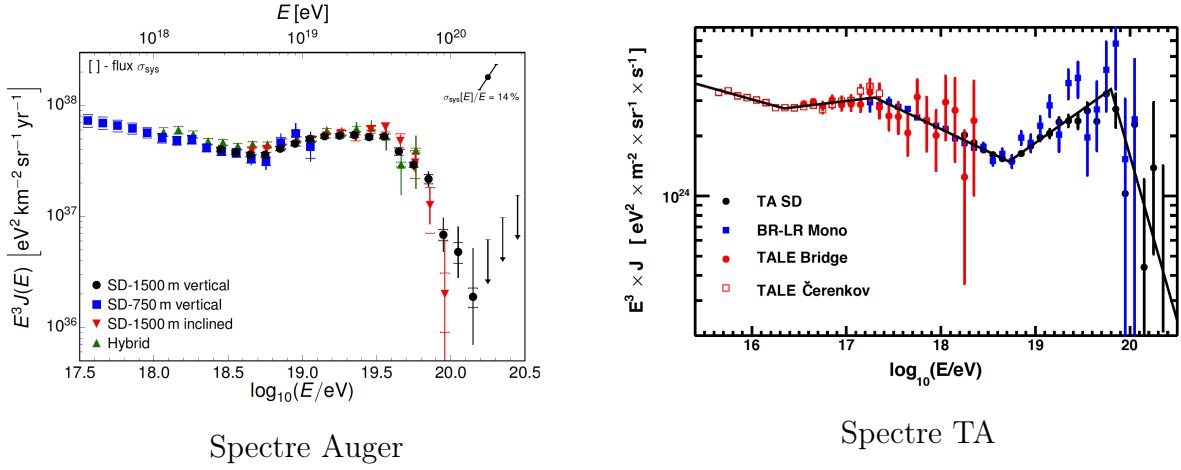


FIGURE 2.9 – Gauche : spectre énergétique mesuré par l’observatoire Pierre Auger obtenu à partir d’événements « Surface Detector » et hybrides. Les barres d’erreur indiquent l’erreur statistique. Les flèches indiquent une limite supérieure du flux à 84% de confiance. Extrait de [91]. Droite : spectre énergétique mesuré par le « Telescope Array ». Les données concernent les événements enregistrés avec les détecteurs de surface (SD), les stations de fluorescence de Black Rock Mesa (BR) et de Long Ridge (LR) ainsi que les télescopes TALE (« Telescope Array Low Energy extension »). Les barres d’erreur indiquent ici les erreurs statistiques. L’erreur systématique est estimée à 20% pour TA SD et BR/LR Mono. Extrait de [93].

2.5.3.1 Spectre

Les spectres énergétiques mesurés par les deux observatoires indiquent la présence d’une coupure sans pouvoir se prononcer sur son origine, à savoir s’il s’agit d’un effet d’énergie maximale atteignable par les rayons cosmiques ou bien de l’effet GZK. La figure 2.9 présente les dernières évolution de ces spectres. La collaboration Pierre Auger mesure ainsi une diminution du flux au-delà de $4,2 \times 10^{19}$ eV tandis que TA indique que cette chute du flux apparaît à $6,3 \times 10^{19}$ eV. Cependant, il faut considérer que les résultats de l’observatoire Pierre Auger présentent une incertitude systématique de 14% sur l’énergie et que ce chiffre est similaire pour le « Telescope Array ». La différence entre les deux expériences n’est cependant pas expliquée pour l’instant.

2.5.3.2 Composition

La composition est un point clé de l’étude des rayons cosmiques. Ces dernières années, les interprétations des mesures des deux collaborations étaient contradictoires. La figure 1.10 présente les résultats des mesures du X_{\max} moyen en fonction de l’énergie des gerbes pour l’observatoire TA dans l’hémisphère Nord et pour l’observatoire Auger dans l’hémisphère Sud. La composition des particules aux ultra hautes énergies correspond à un flux de protons pour TA tandis que la composition devrait s’alourdir suivant l’interprétation des données de l’observatoire Pierre Auger. Cependant, cette comparaison des mesures ne peut se faire directement puisque les mesures Auger sont présentées déconvoluées des caractéristiques (résolution et efficacité) du détecteur tandis que pour TA, l’effet de ces caractéristiques est inclus.

2. DÉTECTION DES RAYONS COSMIQUES

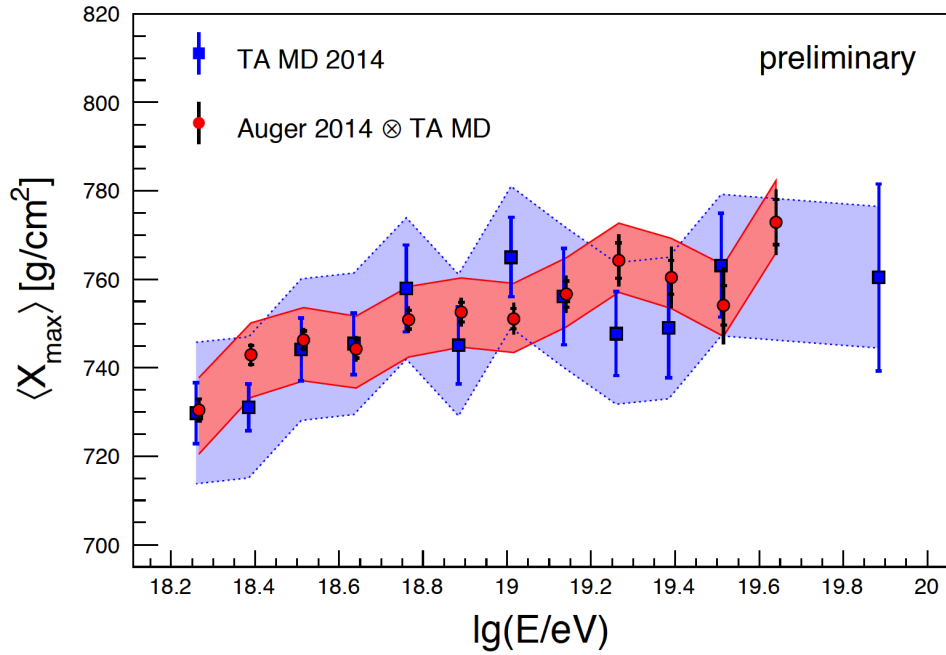


FIGURE 2.10 – Comparaison du $\langle X_{\max} \rangle$ mesuré avec le détecteur « Middle Drum » de TA et du $\langle X_{\max} \rangle$ obtenu avec les données de l’observatoire Auger convolué avec l’acceptance du MD de TA. Les barres d’erreur indiquent les incertitudes statistiques tandis que les bandes de couleur indiquent l’erreur systématique. Extrait de [3].

Une étude effectuée conjointement par les deux collaborations et parue en 2015 dans [3] a pris en compte ces effets. La figure 2.10 présente la comparaison des mesures de $\langle X_{\max} \rangle$ mesuré par TA et les mesures de $\langle X_{\max} \rangle$ effectuées par l’observatoire Auger tenant compte des effets du détecteur de TA. La comparaison est effectuée « bin » par « bin » et indique que les données obtenues par les deux expériences sont en bon accord. Toutefois, cette étude ne fait aucunement référence à la composition des rayons cosmiques.

2.5.3.3 Anisotropies

Les résultats les plus prometteurs quant à l’observation d’anisotropies sont ceux obtenus par le « Telescope Array ». Utilisant les événements de ses 7 années d’observation, la collaboration rapporte l’observation d’un « hotspot » pour des angles de déflexion moyens (20°). Appliquant une sélection sur les événements d’énergie supérieure à 57 EeV (augmentant la signification statistique de l’observation), les données étudiées concernent 109 événements. Sur ces 109 événements, 23 sont compris dans une région contenue dans un angle de 20° autour de la position 147° en ascension droite et 43° en déclinaison (coordonnées équatoriales) comme il peut être vu en figure 2.11.

Les simulations avec la même statistique (109 événements) prédisent que seulement 6,8 événements sont attendus dans cette région de 20° pour un ciel uniforme et la probabilité d’obtenir ces 23 événements dans le « hotspot » à partir d’un ciel uniforme est seulement de $3,7 \times 10^{-4}$ ($3,4 \sigma$). Cette observation d’anisotropie pour des angles de déviation moyens est la première réalisée à ce jour.

Les données accumulées par les observatoires de RCUHE ne présentent pas d’anisotro-

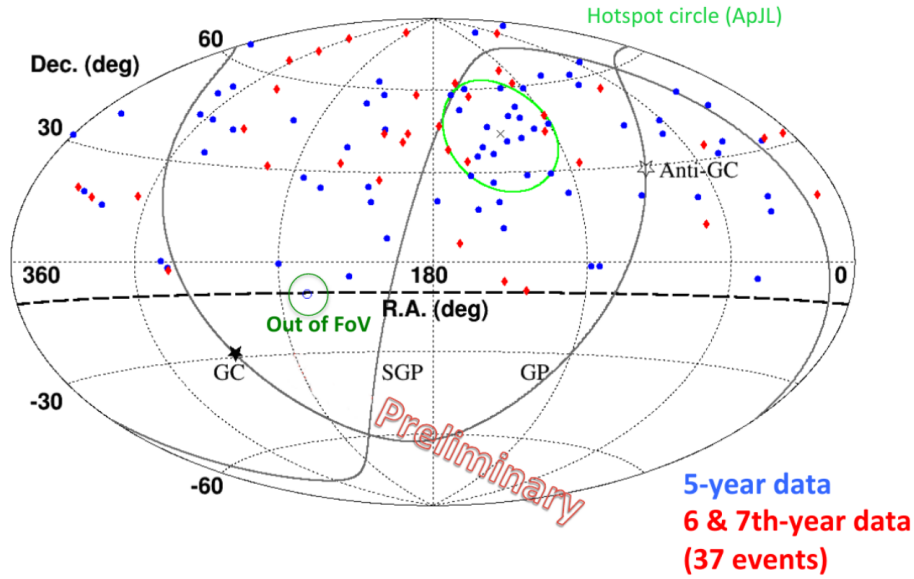


FIGURE 2.11 – La carte du ciel indiquant les directions d’arrivée des événements d’énergie supérieure à 57 EeV observés en 7 ans par TA. Les points bleus indiquent les événements des 5 premières années d’observation et les points rouges ceux des deux dernières années. Le cercle vert indique la position du « hotspot ». Extrait de [92].

pie aux faibles angles de déviation (de l’ordre de quelques degrés) permettant de pointer directement des sources.

Conclusion

Les premières détections des rayons cosmiques grâce à des observatoires hybrides ont été réalisées il y a déjà près de 40 ans sur le site de Volcano Ranch [34]. Depuis, plusieurs installations (on peut citer par ordre chronologique Fly’s Eye [20], AGASA [32], HiRes [8], l’observatoire Pierre Auger [37] et Telescope Array [63]) ont permis d’approfondir nos connaissances sur le flux des RCUHE, sur sa composition et tenter de comprendre les sources produisant des particules à de telles énergies.

La conception d’un télescope spatial de fluorescence permettrait de répondre à nombre de ces interrogations, en pouvant observer avec le même instrument les deux hémisphères (Telescope Array observe l’hémisphère Nord tandis que l’observatoire Pierre Auger observe le Sud) mais surtout en augmentant la surface au sol observée. Ainsi le nombre d’événements observables étant plus conséquent, la détection des sources, par l’observation d’anisotropies pour de faibles angles de déviation, serait possible. La prochaine partie est ainsi dédiée à la description du projet JEM-EUSO, dernier projet de détection spatiale en date. Les buts scientifiques, le principe d’observation et les performances attendues sont exposés de même que le design actuel de l’instrument. Le prototype EUSO-Balloon, démonstrateur technologique basé sur les développements effectués pour JEM-EUSO est également présenté.

Deuxième partie

Vers la détection spatiale des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie

Chapitre 3

La mission JEM-EUSO

Plus de 100 ans après la découverte des rayons cosmiques par V. Hess, de nombreuses questions demeurent toujours en suspens. Les grands réseaux de détecteurs au sol ont montré il y a une dizaine d'années l'existence d'une suppression du flux aux hautes énergies [4] [6]. Cependant, le faible flux d'événements au-delà de cette coupure ne permet pas de confirmer s'il s'agit de la coupure GZK [52] [101] ou bien de l'effet des énergies maximales E_{max} délivrées par les sources. De même, les sources pouvant produire de tels rayonnements sont toujours inconnues et les recherches d'anisotropies dans les directions d'arrivée dans le ciel sont toujours limitées en statistique. L'observatoire Pierre Auger a montré en 2007 [88] une corrélation des directions d'arrivée des rayons cosmiques d'énergie $E > 57$ EeV avec un catalogue des positions des noyaux actifs de galaxies à moins de 75 Mpc de la Terre. L'anisotropie fut mesurée en considérant la fraction des événements contenus dans un cercle de $3,1^\circ$ autour de la position des AGNs. Cependant, cette fraction diminua de $(69^{+11}_{-13})\%$ en 2007 à $(33^{+7}_{-6})\%$ en 2010 [7] pour 69 événements, comparé aux 21% attendus pour un ciel isotrope, alors que l'augmentation de la statistique aurait dû se traduire par une augmentation de cette fraction. Quant à « Telescope Array », l'analyse des données indique la présence d'une anisotropie à moyenne échelle angulaire en utilisant les événements d'énergie supérieure à 57 EeV [5]. Cette indication est toutefois limitée par la statistique accumulée. De plus, une problématique sur la composition de ce rayonnement aux énergies extrêmes a été soulevée : dans l'hémisphère nord, « Telescope Array » affirme mesurer un flux composé de protons tandis que dans le sud, l'observatoire Pierre Auger soutient observer un flux compatible avec une forte composante de noyau de fer.

JEM-EUSO, pour « Extreme Universe Space Observatory onboard the Japanese Experimental Module », propose ainsi de dépasser ces problématiques en réalisant pour la première fois une détection des RCUHE par l'observation des gerbes atmosphériques (mesure de la fluorescence) depuis l'espace. Le premier avantage d'une telle mission est de disposer d'une surface au sol observable bien plus importante que pour les observatoires au sol, du fait du recul dont disposerait JEM-EUSO depuis l'ISS¹. Ainsi, avec un champ de vue de $\pm 30^\circ$, JEM-EUSO pourrait surveiller une surface au sol de $\sim 1,4 \times 10^5$ km². Cette caractéristique fait que JEM-EUSO dispose d'une exposition annuelle 10 fois supérieure à celle de l'observatoire Pierre Auger. Le gain en statistique se traduirait en une détection d'anisotropies dans le ciel permettant d'obtenir des informations sur la densité et la position des sources proches de RCUHE. Un autre avantage de JEM-EUSO sur les

1. « International Space Station »

3. LA MISSION JEM-EUSO

observatoires au sol réside dans le fait qu'une observation quasi-uniforme du ciel serait réalisée, permettant une normalisation des observations réalisées aux hémisphères nord et sud.

Le projet JEM-EUSO est en phase A² et un premier rapport a été rendu fin 2010. JEM-EUSO est une mission de la JAXA, l'agence spatiale japonaise, destinée à être arrimée sur le module japonais « Kibo » de l'ISS. Cependant, en décembre 2013, la JAXA a déclaré ne plus pouvoir diriger la mission avec les coûts financiers que cela impose. Depuis, une proposition de mission avec l'agence spatiale russe Roscosmos est discutée sous le nom de K-EUSO. Le projet reprendrait en grande majorité les concepts développés pour JEM-EUSO mais en remplaçant le système optique de lentilles de Fresnel par un miroir segmenté, ce qui réduit fortement le champ de vue. Une proposition de mission est également en discussion avec la NASA. Dans la suite de ce chapitre, l'instrument JEM-EUSO de la JAXA est présenté.

3.1 Motivations et objectifs scientifiques

JEM-EUSO consiste en un télescope de fluorescence permettant la détection des gerbes atmosphériques de la même manière que les détecteurs au sol à la différence que le système optique consiste en un ensemble de lentilles de Fresnel. L'avantage des lentilles sur les miroirs est qu'elles permettent une observation à large champ de vue pour une surface de collection raisonnable. Ainsi pour comparaison, JEM-EUSO dispose d'un champ de vue de $\pm 30^\circ$ pour une surface collectrice de $4,5 \text{ m}^2$ tandis que TA doit monter deux télescope de $6,8 \text{ m}^2$ chacun l'un sur l'autre afin de disposer d'un champ de vue de 18° (azimut) \times 30° (élévation).

Les objectifs principaux de JEM-EUSO concernent l'étude du rayonnement trans-GZK, c'est à dire au-delà de 60 EeV. À ces énergies, on parle même de rayons cosmiques d'énergie extrême (RCEE). JEM-EUSO a donc pour but :

- d'identifier les sources de RCEE par la mise en évidence d'anisotropies à différentes échelles angulaires;
- de révéler les mécanismes permettant d'atteindre des énergies extrêmes par l'accumulation d'une statistique jamais atteinte pour le spectre trans-GZK.

L'identification des sources repose sur le principal avantage de l'observation spatiale, à savoir la large surface au sol observable permettant d'atteindre une exposition annuelle de près d'un ordre de grandeur supérieur à ce qui est obtenu avec l'observatoire Pierre Auger. De plus, l'existence d'un horizon GZK limitant le ciel observable dans le canal des particules chargées de plus de 60 EeV à un horizon situé à une centaine de Mpc permet de d'observer un Univers anisotrope. La figure 1.13 présente ainsi le nombre de sources à l'intérieur de cet horizon, soit presque autant de sources détectables par JEM-EUSO [95]. Ainsi, les protons d'énergies extrêmes pourraient apparaître sous forme d'anisotropie à faible échelle angulaire, c'est à dire dont les directions d'arrivée pointeraient sur une source avec des déflexions de l'ordre de quelques degrés. Au contraire, l'étude des noyaux plus lourds permettrait d'observer des anisotropies à une plus grande échelle angulaire

2. Phase d'étude préliminaire d'une mission spatiale. La phase B est dédiée à la définition des systèmes, les phases C/D au design et développement. La phase E, la dernière, désigne la phase d'opération de l'instrument.

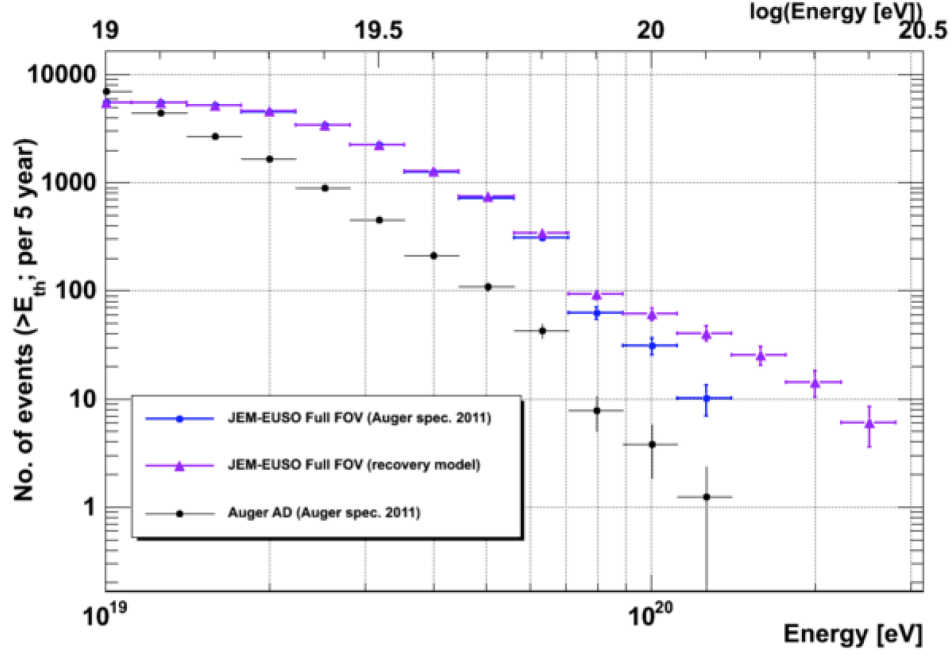


FIGURE 3.1 – Nombre d'événements après 5 ans d'observation par JEM-EUSO. Le spectre présente le recouvrement possible des RCUHE aux énergies supérieures à 100 EeV. Les simulations sont basées sur le spectre observé par Auger en 2011 qui est également représenté. Extrait de [25].

puisque davantage sensibles aux champs magnétiques du fait de leur charge électrique plus importante. Cependant, l'information directionnelle d'un noyau de fer serait totalement effacée par les champs magnétiques comme il peut être vu en figure 1.14 présentant le parcours d'un proton dans un champ magnétique non homogène³.

L'étude du spectre trans-GZK permettrait également de connaître par quel processus les rayons cosmiques atteignent leur énergie maximale. En effet, il n'est toujours pas clair si les énergies maximales observées jusqu'à maintenant sont le fruit de la coupure GZK ou bien résultent des énergies maximales délivrées par les sources. La coupure GZK est en effet la principale cause de la chute du flux dans les scénarios où les protons sont dominants à haute énergie. Au contraire, dans le cas où les noyaux plus lourds tel que le fer domineraient, l'effet des énergies maximales atteignables prévaudrait sur l'effet GZK. Une meilleure statistique accumulée grâce à JEM-EUSO au-delà de 10^{20} eV permettrait une observation d'un recouvrement si les énergies atteignables par les RCUHE sont bien supérieures à la coupure GZK. La figure 3.1 présente ainsi les possibles observations par JEM-EUSO dans le cas où les énergies maximales atteignables sont supérieures ou non à la coupure GZK.

3. On peut adapter cette figure pour un noyau de fer en considérant le rayon de Larmor de la particule. Pour un champ constant, le rayon de courbure d'une particule varie en E/Z avec E l'énergie et Z la charge. Un noyau de fer à 10^{20} eV aura ainsi approximativement le même rayon de courbure qu'un proton à 4×10^{18} eV.

3. LA MISSION JEM-EUSO

JEM-EUSO dispose également d'objectifs secondaires que sont :

- l'étude du champ magnétique galactique. Imaginons qu'une source de rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV est détectée. Le rayon de Larmor d'un proton à une telle énergie est bien supérieur à la taille de la Galaxie et le champ magnétique galactique déforme simplement la PSF de quelques degrés sans totalement effacer l'information de la position de la source. Les noyaux plus lourds ou d'une énergie plus faible seront au contraire plus affectés par le GMF et l'étude des distorsions de la PSF en fonction de la nature et de l'énergie des particules permet de sonder ce champ magnétique.
- la détection de rayons gamma d'énergie extrêmes. Ces rayons gamma sont produits par la désintégration des pions neutres produits par l'interaction des protons avec les photons du CMB. Au-delà d'une énergie de 100 GeV, ces rayons gamma peuvent interagir avec les photons du CMB ou du fond infrarouge en produisant une paire électron/positron, limitant ainsi leur propagation. Dès lors, un flux de rayons gamma de sources individuelles proches (inférieur à quelques dizaines de Mpc) peut être détecté.
- la détection de neutrinos d'énergies extrêmes. Les neutrinos cosmogéniques sont créés par le processus GZK. Les neutrinos pourraient également être créés au cœur des sources de RCUHE telles que les AGNs. Le grand intérêt des neutrinos est leur faible section efficace d'interaction en faisant de parfaits messagers qui ne souffrent ni de la perte de leur énergie en traversant la matière ni des déflexions par les champs magnétiques. Les neutrinos sont distinguables des autres particules car ils peuvent engendrer des gerbes atmosphériques horizontales avec un X_{\max} important mais aussi des gerbes atmosphériques montantes comme il peut être vu en figure 3.2.
- l'étude des événements transitoires lumineux qui sont des phénomènes optiques associés aux orages. Ces phénomènes peuvent atteindre des altitudes de 100 km et se développer sur plusieurs centaines de km. Ces phénomènes fortement intenses se développent en quelques millisecondes voire dixièmes de seconde pourraient alors être observés par JEM-EUSO avec une résolution temporelle de l'ordre de la microseconde. La figure 3.3 présente schématiquement les différents phénomènes.
- l'étude des météores. En pénétrant dans l'atmosphère terrestre, les météores subissent un processus d'ablation en produisant une lumière visible du fait des très fortes températures (plusieurs milliers de degrés) dues aux frottements. La fréquence d'observation ainsi que l'intensité des événements permettrait de renseigner sur la « population » des corps présents dans le système Solaire susceptibles de croiser l'orbite terrestre.

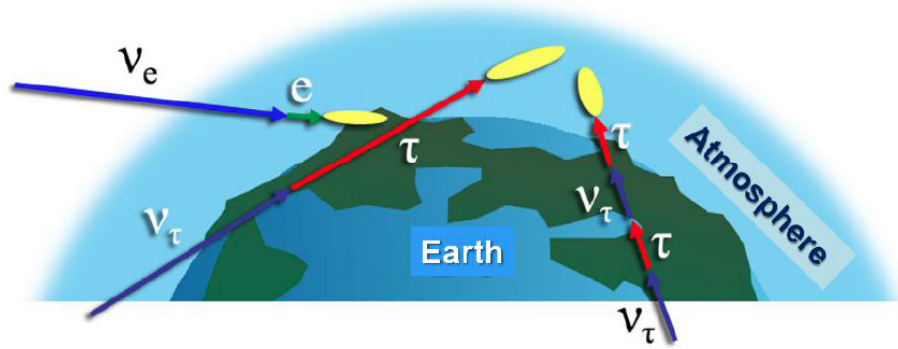


FIGURE 3.2 – Vue schématique des différentes gerbes atmosphériques engendrées par des neutrinos. Les neutrinos d’ultra haute énergie pénètrent profondément l’atmosphère et engendrent des gerbes atmosphériques avec un X_{max} important. Les neutrinos τ d’énergie de $\sim 10^{20}$ eV peuvent engendrer des gerbes atmosphériques montantes. Extrait de [36].

3.2 Principe d’observation

Comme il a été introduit précédemment, JEM-EUSO est conçu pour être installé sur l’ISS qui orbite à une altitude nominale de 400 km^4 avec une orbite quasi-circulaire de $\sim 52^\circ$ d’inclinaison. Cette trajectoire permet une couverture totale du ciel permettant la recherche de toute source potentielle de RCUHE. La grande surface au sol observable de $\sim 1,9 \times 10^5 \text{ km}^2$ est clairement le grand avantage de cette technique. De plus, les gerbes atmosphériques se développant à des altitudes de 10 à 20 km, l’observation depuis l’espace permet de réduire les erreurs systématiques sur l’absorption de la lumière UV par l’atmosphère comparé aux détecteurs au sol. Cela est dû au fait que l’atmosphère est bien moins dense au-dessus de ces altitudes qu’en dessous.

3.2.1 Présentation générale de JEM-EUSO

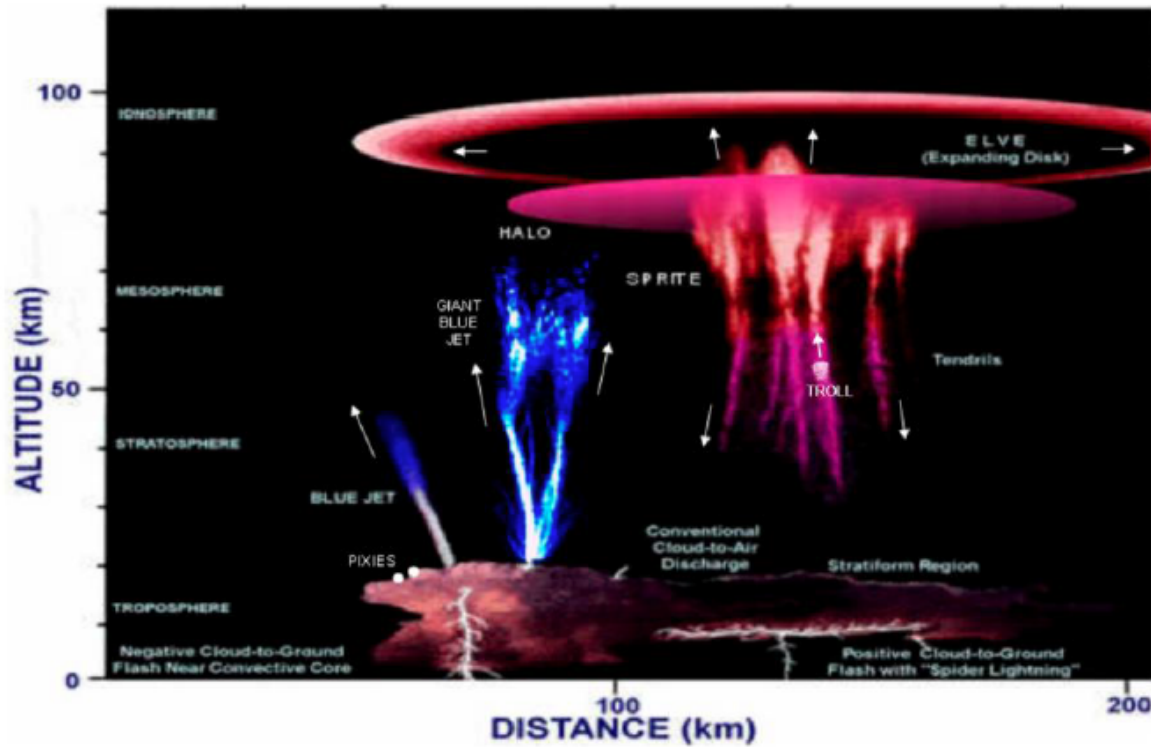
JEM-EUSO, dont une vue artistique est présentée en figure 3.4, est un télescope UV composé de 4 sous-systèmes principaux : l’optique, la surface focale, le système de surveillance de l’atmosphère et un système de calibration.

L’optique, constituée de 3 lentilles de Fresnel, permet de collecter et de focaliser sur la surface focale les faibles signaux UV émis par la fluorescence de l’azote ou produits par effet Cherenkov suite au développement d’une gerbe atmosphérique. Le principal avantage des lentilles de Fresnel est d’offrir une épaisseur, et donc un poids, bien inférieur aux lentilles classiques pour une même distance focale ; le poids est un paramètre très critique dans une mission spatiale.

La surface focale est constituée d’un assemblage de tubes photomultiplicateurs multi-

4. L’altitude de l’ISS diminue en raison de la traînée atmosphérique dans les couches de la haute atmosphère (thermosphère) qui freine la station par frottement. Cet effet est si important que les panneaux solaires sont placés en position aérodynamique lorsque l’ISS se trouve dans l’ombre de la Terre. Des corrections pour remettre en altitude la station sont donc nécessaires. Une courbe des altitudes de ces 12 derniers mois en visible sur <http://www.heavens-above.com/IssHeight.aspx>.

3. LA MISSION JEM-EUSO



(Elaboration of figure by Lyons et al. 2000)

FIGURE 3.3 – Représentation schématique des différents phénomènes regroupés sous l'appellation TLE ou « Transient Luminous Events ». Adapté de [75].

anodes associés avec une électronique de lecture permettant une sensibilité au photon unique. Découpée en ~ 137 modules de photo-détection, appelés « PDM », la surface focale dispose de $\sim 300\,000$ pixels, et est sensible dans la gamme UV de 290 à 430 nm correspondant à la gamme des longueurs d'ondes des photons de fluorescence. Le télescope dispose ainsi d'une résolution spatiale de l'ordre du demi-kilomètre pour une altitude d'observation de 400 km. L'électronique de « front-end » permet une numérisation des signaux avec une résolution temporelle de $2,5\,\mu\text{s}$ en adéquation avec la résolution spatiale d'environ un demi-kilomètre du détecteur et la vitesse de développement d'une gerbe équivalente à c ($c \times 2,5\,\mu\text{s} = 750\,\text{m}$). L'électronique embarquée gère, avec l'électronique de « front-end » les systèmes de déclenchement, ainsi que la configuration des systèmes.

Le système de surveillance de l'atmosphère est composé d'un LIDAR et d'une caméra infrarouge deux bandes (11 et $12\,\mu\text{m}$) permettant de détecter les aérosols et la couverture nuageuse. Ces deux éléments peuvent en effet distordre l'information lumineuse, à savoir l'absorber ou la diffuser, et ainsi introduire des biais de reconstruction de l'intensité et du X_{max} , ces derniers paramètres étant utilisés pour reconstruire les propriétés de la particule primaire.

Le système de calibration permet de calibrer en vol la transmission de l'optique et l'efficacité de détection de la surface focale. Ce système de calibration est primordial car les deux systèmes peuvent évoluer dans le temps. L'optique et surtout la première lentille exposée à l'oxygène atomique peut vieillir et sa transmission diminuer. De même, l'efficacité des PMTs de la surface focale peut diminuer suite par exemple à une trop

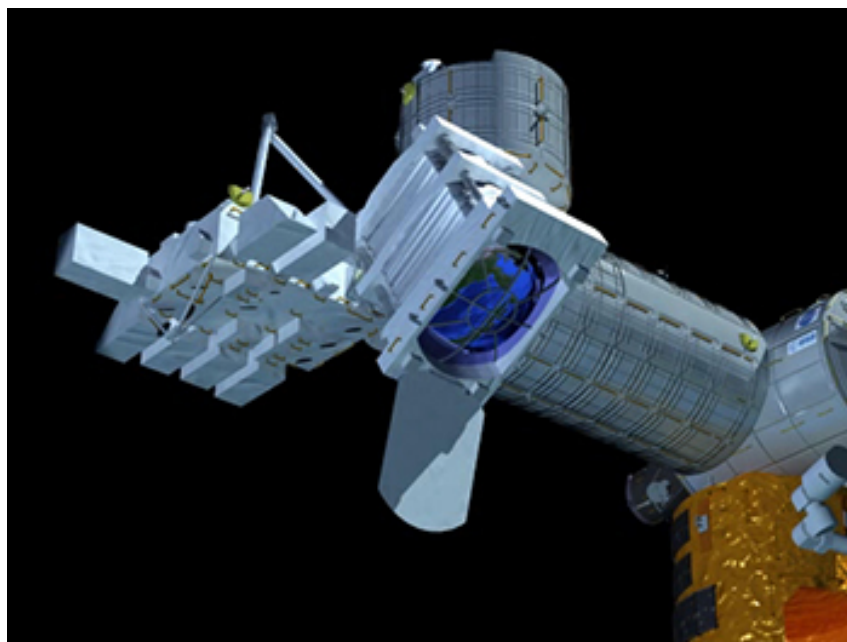


FIGURE 3.4 – Représentation artistique de JEM-EUSO arrimé à l’ISS.

forte illumination, entraînant une détérioration du gain des tubes photo-multiplicateurs. La table 3.1 résume les paramètres principaux de JEM-EUSO.

3.2.2 Détection des lumières de fluorescence et Cherenkov

Le principe de détection repose sur l’observation des photons de fluorescence émis isotropiquement lors du développement d’une gerbe atmosphérique. Il a été vu au chapitre 2 que ces photons sont produits par l’ionisation de l’atmosphère par les électrons secondaires créés par la gerbe. Ainsi, pour une particule primaire de 10^{20} eV, en considérant que plus de 90% de l’énergie est emportée par la composante électromagnétique de la gerbe, l’équation 2.1 permet de calculer que environ 10^{12} particules sont créées (photons et électrons) dont un dixième d’électrons. En considérant un rendement de fluorescence de l’ordre de 4 à 5 photons par mètre et par électrons, ainsi qu’un développement sur une dizaine de kilomètres, on obtient qu’une gerbe de 10^{20} eV produit de l’ordre de 10^{15} photons de fluorescence, émis de façon isotrope.

JEM-EUSO, constitué d’une surface collectrice $S \approx 4,5 \text{ m}^2$, peut ainsi collecter une fraction :

$$f = \frac{S}{4\pi H^2} \approx 2 \times 10^{-12} \quad (3.1)$$

de photons émis au nadir du télescope, avec $H \approx 400 \text{ km}$ l’altitude du télescope. En considérant une transmission dans l’atmosphère de l’ordre de 50%, environ 1000 photons sont collectés par l’otique.

En considérant une efficacité de détection de l’instrument de l’ordre de 10% (transmission optique et efficacité des photo-détecteurs), on obtient une quantité de l’ordre de la centaine de photons comptés par JEM-EUSO. Ce nombre de détections est réparti sur un nombre de pixels qui dépend de l’angle zénithal de la gerbe. Si la gerbe est inclinée, son

3. LA MISSION JEM-EUSO

Paramètres	Valeur
Champ de vue	$\pm 30^\circ$
Altitude	~ 400 km
Surface observable	$1,4 \times 10^5$ km ²
Bande spectrale observable	290 - 430 nm
Surface collectrice	4,5 m ²
Nombre de pixels	$3,2 \cdot 10^5$
Taille d'un pixel	2,88 mm
Taille au sol d'un pixel	580 m
Résolution angulaire	0,08°
Résolution temporelle	2,5 μ s
Cycle utile	~ 20 %

TABLE 3.1 – Paramètres principaux du télescope JEM-EUSO.

image prend la forme d'une trace tandis que si elle est verticale, son image est un point. De même, lorsque la gerbe est hors de l'axe du nadir, l'angle solide contenant la gerbe diminuant, le nombre de photons détectés diminue. La figure 3.5 présente le nombre de photons comptés par la surface focale de l'instrument pour différents angles zénithaux de la gerbe.

La lumière de fluorescence enregistrée par le télescope permet ainsi une reconstruction de l'énergie de la particule grâce à la mesure de la quantité de photons émis. L'étude du profil longitudinal de la gerbe ainsi que la position de son maximum de développement, appelé X_{\max} , permet la reconstruction de la nature des particules. Enfin, malgré l'observation monoculaire, la géométrie de la gerbe peut être reconstruite. La projection de l'image de la gerbe dans le plan focal permet de reconstruire le plan de développement de la gerbe, appelé « Shower to Detector Plane » ou SDP. L'information temporelle, à savoir le délai de réception des photons émis le long de la gerbe, permet de reconstruire son angle dans ce plan à la manière d'une TPC.

Les caractéristiques de la lumière Cherenkov permettent également la reconstruction de la géométrie de la gerbe. La lumière Cherenkov réfléchi au sol sert de marqueur temporel de l'arrivée de la gerbe au sol. L'altitude peut ainsi être reconstruite. La lumière Cherenkov pouvant se réfléchir sur la couverture nuageuse, le système de surveillance embarqué de l'atmosphère est crucial. La figure 3.6 résume le principe de détection et le type de signal attendu pour une gerbe de 10^{20} eV avec un angle de 60° par rapport au zénith simulée avec l'« EUSO Simulation and Analysis Framework » (ESAF). Comme il peut être observé sur l'histogramme des signaux, la lumière Cherenkov produit deux types de signaux. Un signal de lumière Cherenkov diffusée peut être confondu avec la lumière de fluorescence et donc introduire un biais dans la reconstruction de l'énergie. Le deuxième signal Cherenkov, correspondant à la réflexion au sol ou sur la couverture nuageuse, produit un pic bien distinct.

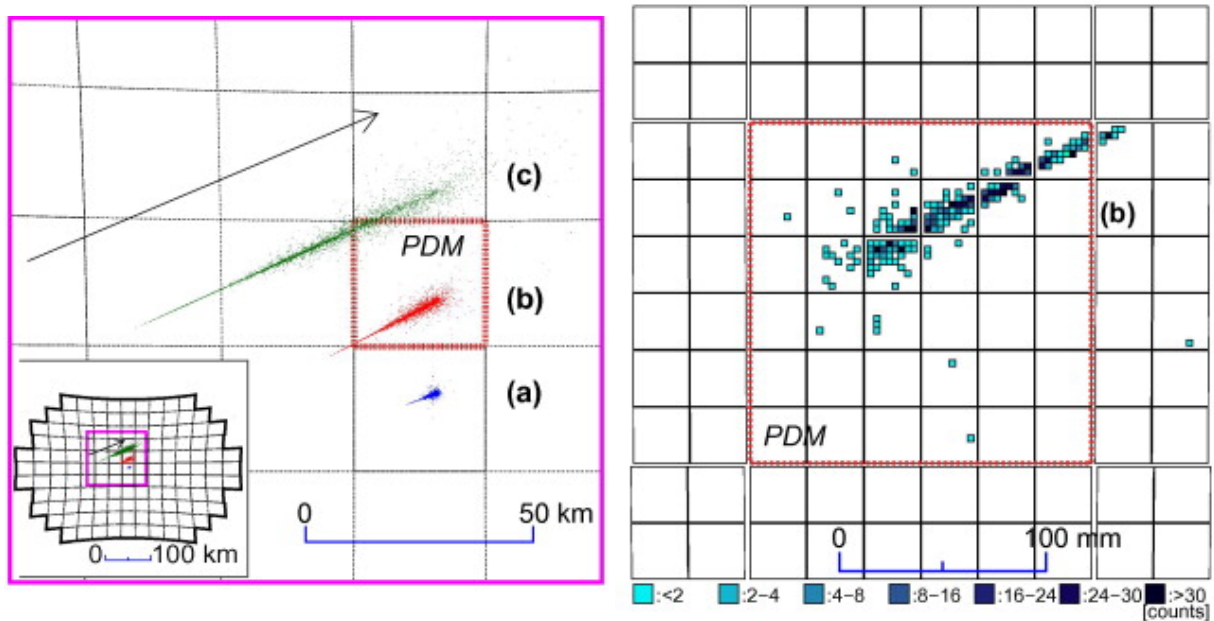


FIGURE 3.5 – Simulation du nombre de photons comptés par la surface focale de JEM-EUSO en fonction de l'angle zénithal de la gerbe : (a) $\theta = 30^\circ$, (b) $\theta = 60^\circ$ et (c) $\theta = 75^\circ$. Les gerbes sont initiées par un rayon cosmique de 10^{20} eV. À gauche : représentation de l'image des gerbes sur une partie de la surface focale. Chaque carré représente un PDM. À droite : représentation de l'image d'une gerbe sur un PDM. Chaque carré représente un MAPMT est visible. Extrait de [61].

3.2.3 Modes d'observation

Pour un instrument avec une optique et une surface focale données, les moyens d'augmenter le volume de détection sont peu nombreux. Le premier consiste à en augmenter l'altitude, sauf que l'altitude de l'ISS est fixée par bien d'autres paramètres (par exemple les coûts de ravitaillement par véhicule de transfert augmentent avec l'altitude puisqu'il faut plus de carburant pour permettre au véhicule d'atteindre l'ISS). Le deuxième consiste à incliner l'axe optique de l'instrument par rapport au nadir⁵. La surface observable projetée au sol est proportionnelle en $\sim (\cos \alpha)^{-3}$ avec α l'angle d'inclinaison. La figure 3.7 présente les surfaces observées pour les modes nadir et incliné lors d'un survol du Japon. Ce mode incliné permet ainsi d'augmenter la statistique pour les événements aux énergies les plus importantes. Cependant, il augmente le seuil de détection en énergie puisque la distance entre les gerbes et JEM-EUSO augmente avec l'angle. Cette distance augmentant, l'angle solide de détection diminue ainsi que le nombre de photons collectés suite au développement d'une gerbe atmosphérique. L'effet est donc d'autant plus important que les particules primaires sont de faible énergie (et menant donc à une quantité de photons de fluorescence moindre). Ce mode incliné est donc destiné à augmenter la statistique des événements observables à haute énergie. Ce mode pourrait également être utilisé afin de compenser la perte de volume d'observation lors de périodes où la station se trouve à une faible altitude. Cependant, rester en mode nadir lors de périodes de faible altitude permet de diminuer le seuil en énergie de JEM-EUSO et de normaliser le spectre observé avec

5. Direction de visée à verticale de la station spatiale vers la Terre.

3. LA MISSION JEM-EUSO

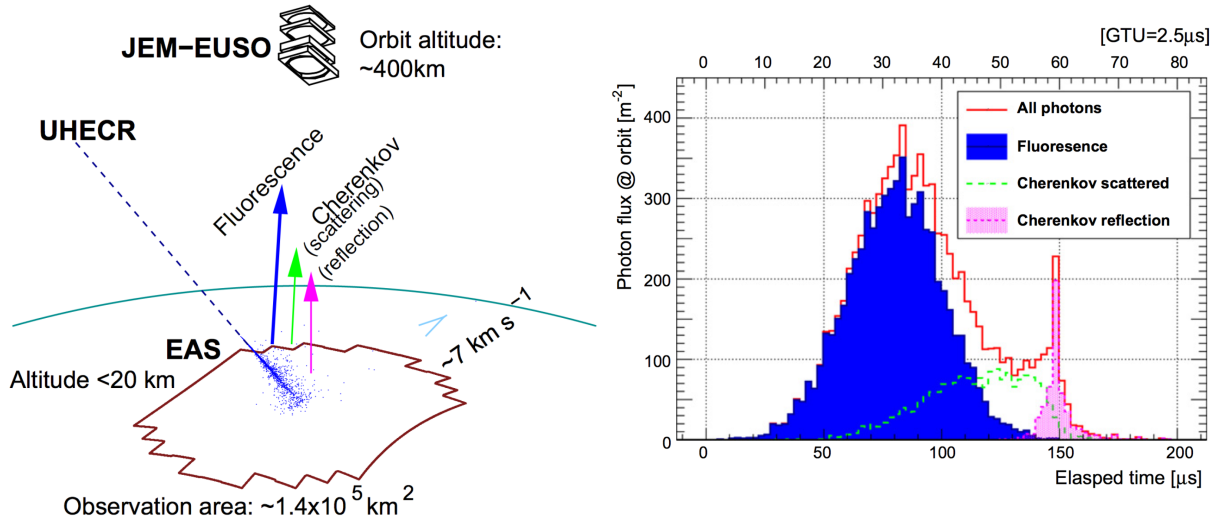


FIGURE 3.6 – À gauche : schéma du principe d’observation de JEM-EUSO à bord de l’ISS se déplaçant à une vitesse de 7 km.s^{-1} . À droite : les différentes composantes du signal lumineux reçues par l’optique de JEM-EUSO. La lumière Cherenkov diffusée peut être confondue avec la lumière de fluorescence tandis qu’un pic Cherenkov correspondant à la réflexion sur une surface (sol ou nuages) est clairement visible. La gerbe est simulée avec ESAF pour une énergie de 10^{20} eV et un angle de 60° par rapport au zénith. Extrait de [61].

les observatoires au sol. Les études de l’impact de ce mode incliné devraient permettre de définir un angle pour lequel la statistique des événements à basse énergie n’est que peu affectée. Dans la suite, les performances de JEM-EUSO exposées en section 3.4 seront données pour le mode nadir à 400 km d’altitude.

3.2.4 Mécanismes de déclenchement

La surface focale de JEM-EUSO est composée d’environ $\sim 3,2 \times 10^5$ pixels, permettant avec l’optique d’imager la surface survolée par l’ISS toutes les $2,5 \mu\text{s}$, soit une fréquence de $4 \times 10^5 \text{ Hz}$ ⁶. Cette période est appelée GTU. Le nombre de coups enregistrés par un pixel par GTU est codé sur 8 bits, ainsi, la quantité de données enregistrées par JEM-EUSO équivaut à $\sim 3,2 \times 10^5 \times 4 \times 10^5 \times 8 = 1 \text{ Tbit/s}$. Cependant, le budget attribué pour la télémetrie à JEM-EUSO sur le « Japanese Experimental Module » n’est seulement que de $\sim 300 \text{ kbits/s}$, ce qui impose un taux de réduction de l’ordre de 10^6 .

Afin de satisfaire à ce débit de données, un système de déclenchement est nécessaire à JEM-EUSO. Il doit évidemment sélectionner les événements correspondant aux gerbes atmosphériques tout en rejetant les coïncidences factices provenant des fluctuations du bruit de fond ou bien de sources transitoires. Du fait du grand nombre de pixels constituant la surface focale, le système de déclenchement est segmenté en PDM (la surface focale comprend au total 137 PDMs), qui observent un volume d’atmosphère assez grand pour contenir une gerbe ou tout du moins une grande partie. Le système de déclenchement est

6. Toutefois, le temps mort de l’électronique de lecture d’EUSO-Balloon, prototype de JEM-EUSO, ne permet qu’un enregistrement à $2,6 \times 10^3 \text{ Hz}$.



FIGURE 3.7 – Représentation des surfaces observables en modes « nadir » et « incliné » au-dessus de l'archipel Nippon.

composé de deux niveaux successifs.

Le premier, appelé « Persistency Track Trigger » (abrégié PTT) est généré lorsqu'un signal d'une durée définie est perçu avec une intensité suffisante. Ce « trigger » est basé sur trois conditions portant sur la durée et l'intensité du signal. Il sera généré si pendant un nombre de GTU⁷ égal à N , au moins un pixel enregistre un nombre de coups supérieur à un seuil $n_{\text{seuil}}^{\text{pix}}$ et la somme des coups dans un carré de 3×3 pixels, centré sur le pixel présentant le comptage le plus élevé, dépasse $n_{\text{seuil}}^{\text{box}}$. Les niveaux $n_{\text{seuil}}^{\text{pix}}$ et $n_{\text{seuil}}^{\text{box}}$ sont calculés à partir de la mesure de l'intensité lumineuse du bruit de fond. Ce premier niveau de « trigger » fonctionne au niveau de chaque EC-unit⁸ et a pour but de réduire le taux de déclenchement sur les faux événements à une valeur inférieure au Hz par EC-unit. Pour un PDM constitué de 9 EC-units, le taux de déclenchement désiré est de ~ 7 Hz par PDM.

Le deuxième niveau permet de vérifier que le signal lumineux détecté par le PTT se déplace en ligne droite dans le champ de vue du PDM comme le ferait le signal provenant d'une gerbe atmosphérique. C'est le « Linear Track Trigger ». Il permet par exemple de supprimer les événements provenant de sources de lumière fixes au sol. Pour cela, l'algorithme intègre le nombre de coups enregistrés dans un carré de 3×3 pixels en commençant par celui où le PTT a été déclenché. Ce carré est ensuite déplacé pendant une quinzaine de GTUs et le nombre de coups enregistrés dans le carré est intégré. Comme la direction de propagation de la gerbe n'est pas connue à l'avance, le carré est déplacé dans le plan du PDM dans toutes les directions possibles. Différentes vitesses de déplacement du carré sont testées afin de prendre en compte les différents angles zénithaux que les gerbes peuvent avoir. Le nombre de coups enregistrés dans la boîte de 3×3 pixels qui se

7. « Gate Time Unit », correspondant à la durée des images enregistrées par l'électronique. Une GTU vaut $2,5 \mu\text{s}$.

8. L'EC-unit est la « brique » permettant de former le « Photo-Detector Module ». Elle consiste en un assemblage de 4 tubes photo-multiplicateurs multi-anodes pour un total de 256 pixels. La constitution de la caméra de JEM-EUSO et des PDMs est décrite en 3.3.2.

déplace le long des possibles directions de propagation est ensuite comparé à une valeur seuil. Si la trace pour laquelle le nombre de coups est le plus élevé parmi les différentes possibilités testées dépasse ce seuil, alors le « trigger » est généré. Une part suffisante des données de la surface focale (quelques PDMs) est alors enregistrée. Le second niveau de trigger fonctionne au niveau de chaque PDM et doit permettre une réduction du nombre de déclenchements à $\sim 0,1$ Hz pour l'ensemble de la surface focale de JEM-EUSO. Ainsi, le débit maximal de données accordé pour la télémétrie n'est pas dépassé.

3.3 Instrument

Afin de construire un instrument permettant d'atteindre les objectifs scientifiques que nous avons décrits précédemment, des conditions requises sur les observations ont été définies. Parmi ces conditions, valables pour une particule primaire d'énergie égale à 10^{20} eV et un angle zénithal de 60° , se trouvent les suivantes :

- la détermination de la direction de propagation des gerbes doit être réalisée avec une précision $\leq 2,5^\circ$;
- l'énergie de la particule primaire doit être déterminée avec une précision $\leq 30\%$;
- la profondeur du maximum de la gerbe, le X_{\max} , doit être déterminée avec une précision $\leq 120 \text{ g.cm}^{-2}$.

Dans la suite nous présentons 3 des principaux sous-systèmes de JEM-EUSO permettant de remplir les conditions pré-citées. Ces sous-systèmes sont l'optique, la surface focale et son électronique de « FrontEnd » et le système de surveillance de l'atmosphère. Le design présenté ici correspond au rapport d'étude de phase-A, désigné comme le « Purple Book » [36], établi en 2010. Toutefois, il sera porté ici plus d'attention aux fonctionnalités que doit présenter l'instrument plutôt qu'aux détails techniques. En effet, les solutions qui pourraient être adoptées par JEM-EUSO peuvent encore évoluer. Le prototype EUSO-Balloon, qui a permis de développer les concepts envisagés pour JEM-EUSO, sera présenté au chapitre suivant.

3.3.1 L'optique

L'optique de JEM-EUSO permet de collecter et de focaliser sur la surface focale les photons émis par la fluorescence de l'azote de l'air et par l'effet Cherenkov. Pour satisfaire aux objectifs cités précédemment, l'optique doit pouvoir :

- observer le volume d'atmosphère le plus important afin de disposer de la statistique des événements rares la plus élevée possible ; pour cela, un large champ de vue de $\pm 30^\circ$ est adopté ;
- collecter une grande quantité de photons sur des temps très courts permettant de détailler le développement des gerbes atmosphériques ; une large ouverture de 2,3 m de diamètre, définie par le diaphragme, est utilisée ;
- produire des images détaillées afin de reconstruire la propagation d'une gerbe. Une PSF inférieure à la taille d'un pixel (2,88 mm) et une résolution angulaire de $0,08^\circ$ sont nécessaires.

L'optique de JEM-EUSO est composée de 2 lentilles doubles de Fresnel sphériques ainsi que d'une lentille intermédiaire disposant d'une face diffractive, l'autre présentant des gravures spécifiques aux lentilles de Fresnel. Les lentilles de Fresnel permettent un gain de taille et de poids ce qui est crucial pour un instrument spatial. La lentille diffractive est utilisée pour corriger les aberrations chromatiques⁹. Ce type de lentille renverse l'ordre de dispersion par rapport à une lentille de réfraction. La combinaison des deux types de lentille annule les aberrations chromatiques. La taille et la forme des lentilles sont principalement dictées par le module de transfert utilisé pour convoyer l'instrument sur l'ISS. Dans le design de 2010, le module de transfert HTV-II de la JAXA, l'agence spatiale japonaise, impose la forme des lentilles. Elles possèdent ainsi un diamètre de 2,65 m avec une réduction du diamètre à 1,9 m sur un axe par deux découpes droites opposées afin de pouvoir passer par la porte de chargement du module. Ce design, de même que la forme de la surface focale, devra donc être adapté pour le futur projet EUSO qui ne dépendra plus de la JAXA et de son module HTV.

Le matériau utilisé pour la construction des lentilles doit être qualifié pour le spatial et résister à la détérioration en milieu spatial pendant une durée de 5 ans. Cette détérioration, appelée également « corrosion spatiale », est principalement due à l'oxygène atomique très présent dans les hautes couches de l'atmosphère où évolue l'ISS et érode les matériaux, entraînant une dégradation de la transmission de la lumière. Elle est également le fruit de l'interaction avec d'autres particules ionisantes telles que les électrons et les protons. Le matériau choisi est le PMMA, plus connu sous son premier nom commercial de Plexiglas, en raison de son utilisation à maintes reprises lors de missions spatiales. Cependant, un second matériau, le CYTOP pourrait également être utilisé pour la lentille frontale. En effet, ce matériau présente une meilleure résistance à l'oxygène atomique ainsi qu'une meilleure transmittance de la lumière. Il présente également une plus faible variation de l'indice de réfraction sur la plage 300 - 400 nm réduisant ainsi les aberrations chromatiques. Cependant, ce matériau n'a jamais été utilisé auparavant et est $\sim 70\%$ plus dense que le PMMA, d'où son utilisation envisagée seulement sur la lentille la plus exposée à l'érosion. La figure 3.8 présente la vue en coupe de l'optique pour les deux solutions.

3.3.2 La surface focale

La surface focale désigne l'assemblage des photo-détecteurs et de leur électronique de « front-end » situés dans le plan focal image de l'optique. Elle consiste en une portion de sphère de 2,5 m de rayon et mesure $2,6 \times 1,9 \text{ m}^2$. La conception actuelle prévoit l'utilisation de près de 5000 tubes photomultiplicateurs multi-anodes (modèle Hamamatsu R11265-M64), nommés MAPMTs (pour Multi-Anode Photo-Multiplier Tubes) par la suite. Elle consiste en un assemblage de ~ 137 « Photo-Detector Module ». Chaque PDM est lui même formé par un assemblage de 3×3 « Elementary-Cell » (EC) constituées elle-mêmes par 2×2 MAPMTs. Ces MAPMTs disposent d'une grille de 8×8 anodes permettant de disposer d'un photo-détecteur à 64 pixels sur une surface active de $23 \times 23 \text{ mm}^2$. La figure 3.9 présente la structure de la surface focale.

Les principales spécifications de la surface focale sont :

1. la détection des photons de fluorescence ;

9. Les rayons se focalisent à différentes positions en fonction de leur longueur d'onde associée. L'aberration chromatique résulte de la dépendance de l'indice de réfraction de la lentille avec la longueur d'onde.

3. LA MISSION JEM-EUSO

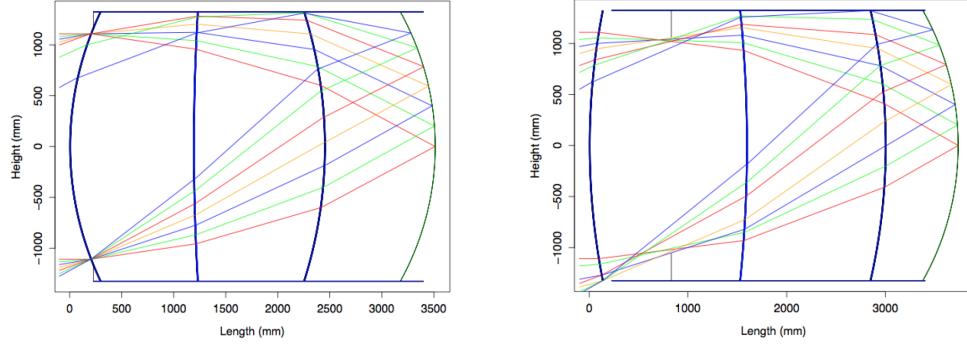


FIGURE 3.8 – Vue en coupe du design de l’optique de JEM-EUSO. L’optique de gauche correspond au design dit de base et celle de droite correspond à la version avancée. La différence concerne le matériau et donc la forme de la première lentille ainsi que le rayon de courbure de la seconde. Extrait de [36].

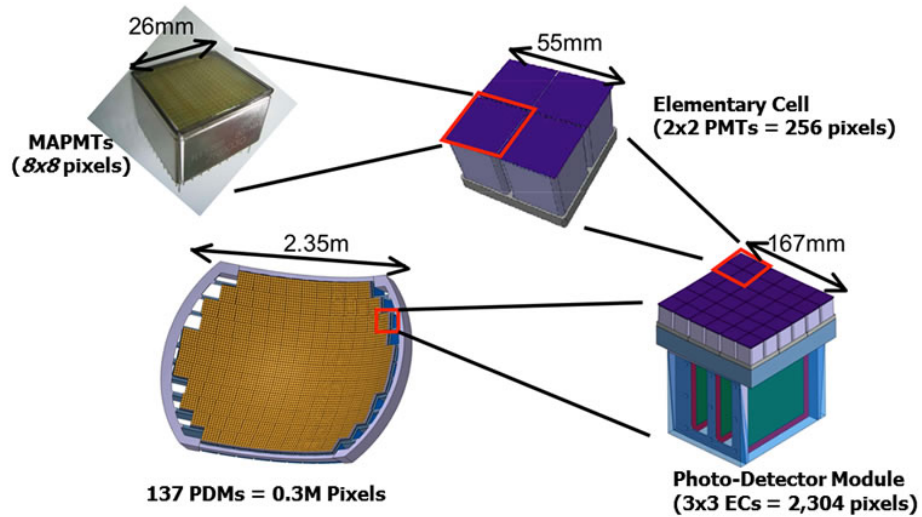


FIGURE 3.9 – Structure de la surface focale de JEM-EUSO.

2. la sensibilité au photon unique dans la gamme spectrale 290-430 nm ;
3. la capacité d'imager le développement des gerbes avec une résolution de $0,08^\circ$ et une résolution temporelle de l'ordre de la μs ;
4. le « cross talk » entre pixels voisins doit être inférieur à 10% ;
5. la fréquence du bruit interne du photo-détecteur doit être deux ordres de grandeurs inférieur à la fréquence de détection du « nightglow ».

Les différents sous-systèmes de la surface focale permettant de répondre à ces exigences sont présentés dans la suite.

MAPMT et filtre UV

Les photodétecteurs choisis pour équiper JEM-EUSO sont les MAPMTs Hamamatsu R11265-M64. Ils permettent la détection au photon unique dans le domaine ultraviolet. Ses principales caractéristiques sont :

- photocathode en ultra-bialkali avec une efficacité quantique (voir figure 3.10) annoncée par le constructeur supérieure à 35% pour les longueurs d'onde entre 290 et 430 nm (avec un pic à 40% à $\lambda = 350$ nm) ;
- surface efficace (photocathode) de $23,04 \text{ mm} \times 23,04 \text{ mm}$ sans espace mort pour un section extérieure de $26,2 \text{ mm} \times 26,2 \text{ mm}$. Les espaces morts entre les MAPMTs sont compensés par l'utilisation d'un cône de Winston ;
- 64 anodes en une matrice 8×8 ;
- un étage d'électro-multiplication à 12 dynodes de type « metal channel » délivrant un gain de $\sim 10^6$ pour une polarisation négative de la photocathode comprise entre -900 et -1000 V ;
- efficacité de collection attendue de 70%.

Cependant, la fluctuation mesurée de gain d'un pixel à un autre dans un même MAPMT est de l'ordre de 1:3 et le gain moyen d'un MAPMT à un autre fluctue à un niveau de l'ordre de 1:2. Cette fluctuation nécessite donc une adaptation dont nous verrons le principe au chapitre 6.

Les longueurs d'onde du spectre de fluorescence de l'azote étant comprises entre 290 et 430 nm, chaque MAPMT est équipé d'un filtre UV (Schott BG3), permettant ainsi d'augmenter le rapport signal sur bruit. La transmittance de ce filtre atteint une valeur proche des 99% dans cette gamme de longueurs d'onde et décroît fortement au-delà comme il peut être vu en figure 3.11. Ce filtre est d'autant plus important que l'efficacité quantique des photocathodes en ultra-bialkali est encore supérieure à 20% à $\lambda = 500$ nm. Le filtre fait office de cône de Winston. Sa surface externe est plus grande que la surface de la photocathode tandis que sa face interne est de même taille. La découpe en biseau des bords permet alors de guider la lumière sur la photocathode.

« Elementary Cell » et « Photo-Detector Module »

Le PDM peut être considéré comme la brique permettant la construction de la surface focale. Sa surface est courbe afin de disposer d'une surface focale incurvée. Sa taille est telle qu'il peut contenir jusqu'à 100% de l'image des gerbes atmosphériques ayant des inclinaisons $\lesssim 60^\circ$ (voir figure 3.5). Il s'agit d'une matrice de 6×6 MAPMTs, assemblée

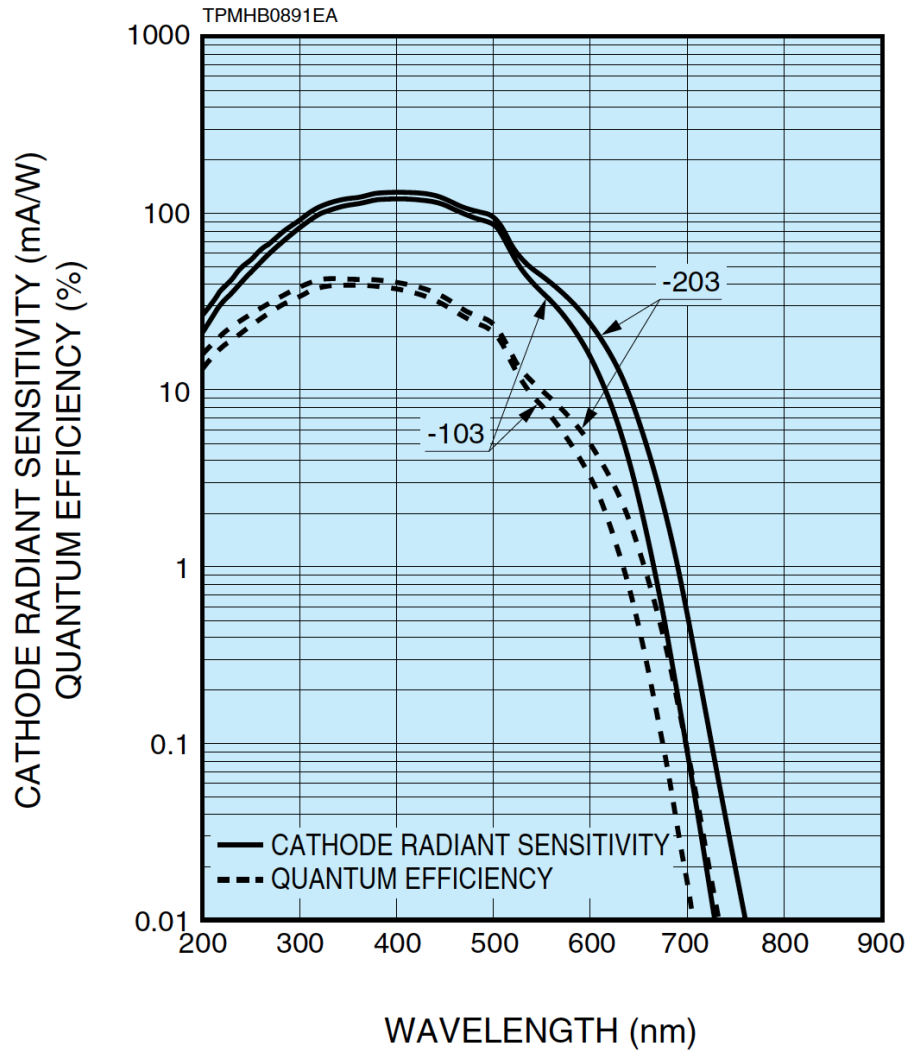


FIGURE 3.10 – Réponse spectrale de la photocathode en bialkali des tubes photomultiplificateurs multi-anodes R11265-M64 utilisé pour EUSO-Balloon. La réponse est exprimée par l'efficacité quantique et par la sensibilité de la photocathode. La sensibilité représente le courant photoélectrique émis divisé par la puissance lumineuse reçue par la photocathode. Les numéros 103 et 203 indiquant les courbes correspondent à deux références différentes de photocathode. La figure est extraite de [87].

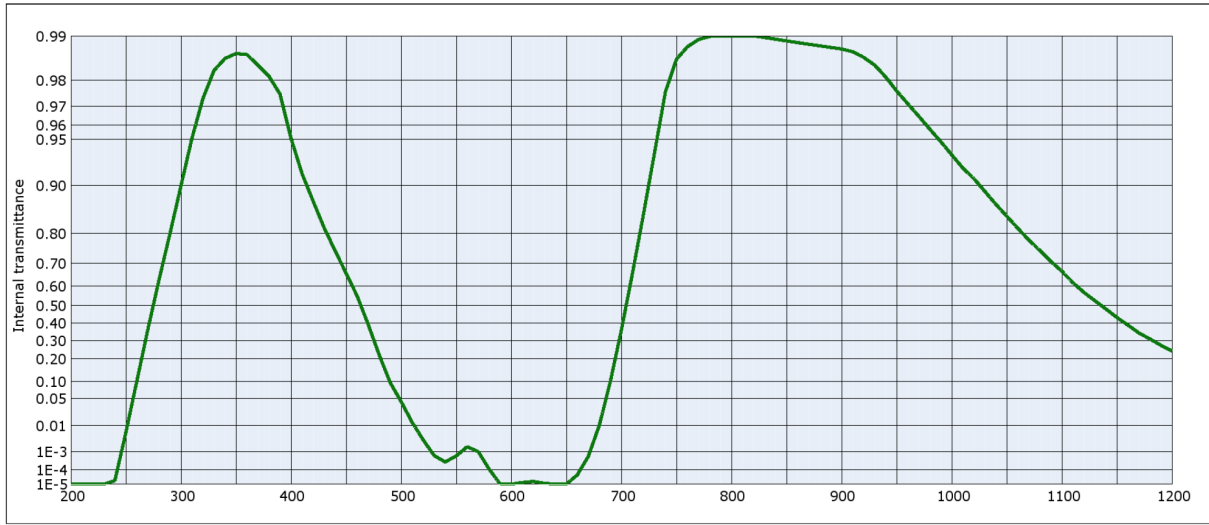


FIGURE 3.11 – Transmittance des filtres BG3. Le filtre transmet également dans le domaine infrarouge mais la réponse de la photocathode est nulle pour ces longueurs d’onde. La figure est extraite de [96].

avec son électronique, qui s’organise en deux niveaux. Le premier niveau est constitué d’ASICs¹⁰, présentés en 4.2.4.2, qui permettent la lecture des signaux et leur numérisation. Les signaux de chaque PDM sont ensuite récupérés par une carte, dénommée « PDM board », dont le rôle est de gérer le premier niveau de trigger ainsi que l’acquisition des données. Le PDM devant être un module permettant la construction d’une surface focale de n’importe quelle taille, les générateurs hautes tensions devant alimenter les MAPMTs sont directement intégrés à l’intérieur du PDM.

Le PDM est constitué d’une matrice de 3×3 « Elementary-Cells » (ECs) comme il peut être vu en figure 3.9. Chaque EC regroupe 4 MAPMTs et représente la plus grande surface plane constituant la surface focale. L’EC permet d’alimenter les 4 photo-détecteurs qui le compose à partir d’une seule source de hautes tensions. Il permet également de récupérer les signaux des 256 anodes.

Les solutions développées dans le cadre d’EUSO-Balloon, prototype de JEM-EUSO, sont présentées au chapitre 4. Cet instrument bénéficie des premières solutions techniques permettant la réalisation des ECs ainsi que du PDM.

L’ASIC SPACIROC I

Dans cette section dédiée à la description de l’ASIC de JEM-EUSO, seule une description brève permettant au lecteur de comprendre son fonctionnement dans les grandes lignes sera faite. Cette courte présentation permettra de mettre en relief les paramètres importants imposant les performances de comptage de la surface focale.

L’ASIC SPACIROC I [10], pour « Space Photomultiplier Array Counting and Integrating ReadOut Chip » a été spécialement développé pour JEM-EUSO par le service de microélectronique OMEGA du Laboratoire de l’Accélérateur Linéaire, devenu aujourd’hui

10. « Application Specific Integrated Circuit », un circuit intégré développé pour une application unique se présentant sous la forme d’une puce électronique.

3. LA MISSION JEM-EUSO

d'hui une unité mixte de service OMEGA/CNRS (Laboratoire Leprince-Ringuet). Cet ASIC permet la conversion analogique/numérique des signaux des MAPMTs par fenêtres d'acquisition de $2,5 \mu\text{s}$ appelées GTU pour « Gate Time Unit ». La mesure du signal des MAPMTs est faite de deux manières : une première fonction de comptage des photons et une deuxième de mesure de charge. Ces deux fonctionnalités travaillant en parallèle sont décrites dans les paragraphes suivants.

L'ASIC doit répondre à ces principaux critères :

- consommation inférieure à 1 mW par voie ;
- efficacité de déclenchement de 100% en mode comptage de photons pour une charge en entrée correspondant à $1/3$ d'un photoélectron pour un gain du MAPMT de 10^6 ;
- échantillonnage des données par GTU de $2,5 \mu\text{s}$;
- intervalle de résolution de deux impulsions $\leq 30 \text{ ns}$.

« **Photon-counting** » (PC) Cette fonction doit permettre de compter un à un les photons arrivant sur le détecteur et est donc utile dans le cas des très faibles flux de photons. Les impulsions produites par les MAPMTs sont mises en forme puis sélectionnées grâce à un comparateur qui permet de séparer les signaux lumineux du bruit électronique. Cette sélection incrémente alors un compteur. Cette fonction est utilisée indépendamment pour les 64 anodes des MAPMTs.

La figure 3.12 présente l'architecture générale de SPACIROC I et plus particulièrement sa partie analogique. On distingue les deux principaux modes, à savoir le PC et le KI. Les 64 signaux d'anodes sont tout d'abord pré-amplifiés avec une correction du gain sur 8 bits, ce qui permet d'adapter les différences de gains à l'intérieur d'un même MAPMT. Le PC permet une lecture indépendante de ces 64 signaux pré-amplifiés et ce avec trois voies de comparateurs (une voie doit alors être sélectionnée). Deux voies comportent un module de mise en forme du signal qui est ensuite comparé à une valeur seuil grâce à un comparateur. Un signal logique est alors produit si une impulsion (produite par la détection d'un photon) est supérieure au seuil. Ce signal logique implémente alors un compteur dont les données sont transmises toutes les GTUs. Le point important à retenir pour nous, utilisateur, est que la mise en forme du signal par les « shapers » engendre un temps mort paralysable. Ainsi, si le flux de photons est trop important, les signaux s'empilent si bien que le système est paralysé : la réponse du PC n'est plus linéaire. Dans notre cas, la mise en forme du signal entraîne un temps mort de 30 ns.

Mode intégrateur (KI) La seconde fonction, appelée KI, du nom de l'université Konan (Japon) et l'ISAS (JAXA) qui ont fourni le design, permet en intégrant la charge de mesurer les signaux de lumière plus intense. En fonctionnant en parallèle avec le PC (qui ne peut fonctionner que pour de faibles intensités lumineuses), il permet donc d'augmenter la gamme dynamique de l'électronique de lecture. Idéalement, sa réponse doit avoir un recouvrement avec celle du PC afin de disposer d'une gamme dynamique sans « trou » dans la réponse de l'ASIC. Ce KI est basé sur la technique de « Time over Threshold » qui permet de relier la charge des signaux à un temps de décharge de condensateurs.

Comme il peut être vu en figure 3.12, les signaux en sortie de la pré-amplification sont groupés par 8 et ce afin de diminuer la consommation des ASICs. Le signal produit est alors intégré à l'aide de condensateurs. Si la charge intégrée est supérieure à une valeur

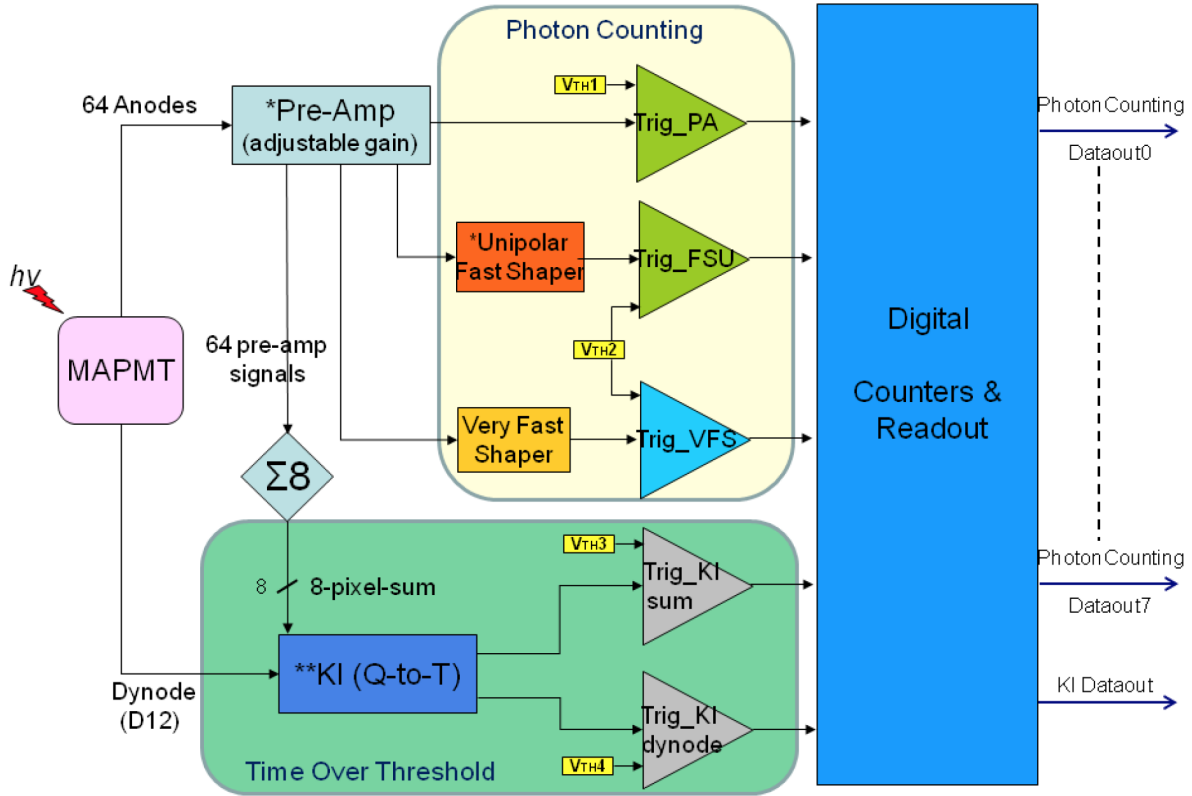


FIGURE 3.12 – Architecture générale de SPACIROC I. Les 64 signaux d’anode sont pré-amplifiés et leur gain peut être égalisé. Les 64 signaux préamplifiés sont ensuite lus par le PC, constitué d’un « shaper » et d’un comparateur. Les signaux issus du comparateur sont envoyés à la partie numérique permettant le comptage. En parallèle, les signaux pré-amplifiés sont groupés par 8 et envoyés au KI. La conversion de charge en temps fournit un signal comparé à une valeur seuil par le comparateur. Les signaux issus par le KI sont ensuite envoyés à la partie numérique. Une voie permet la lecture directe de la dernière dynode du MAPMT par le KI. Figure extraite de [11].

seuil, les condensateurs sont déchargés à courant constant et la largeur de l’impulsion résultante est comptée grâce à une horloge.

Le KI peut également être utilisé pour commander le système de protection des MAPMTs, à savoir les commutateurs des hautes tensions. En effet, sa réponse pouvant mesurer un signal lumineux d’intensité plus élevée, il devrait pouvoir mesurer l’équivalent en temps au dessus du seuil de la limite de courant recommandée par Hamamatsu.

« PDM board » et « Cluster Control Board »

Le PDM est constitué de 36 MAPMTs, chacun étant lu par un ASIC qui a pour rôle de numériser les données provenant des impulsions en sortie d’anode des PMTs. Les données sont ensuite transmises à deux autres niveaux électroniques :

- la « PDM board » (une par PDM) ;
- la « Cluster Control Board » (une pour ~ 8 PDMs).

3. LA MISSION JEM-EUSO

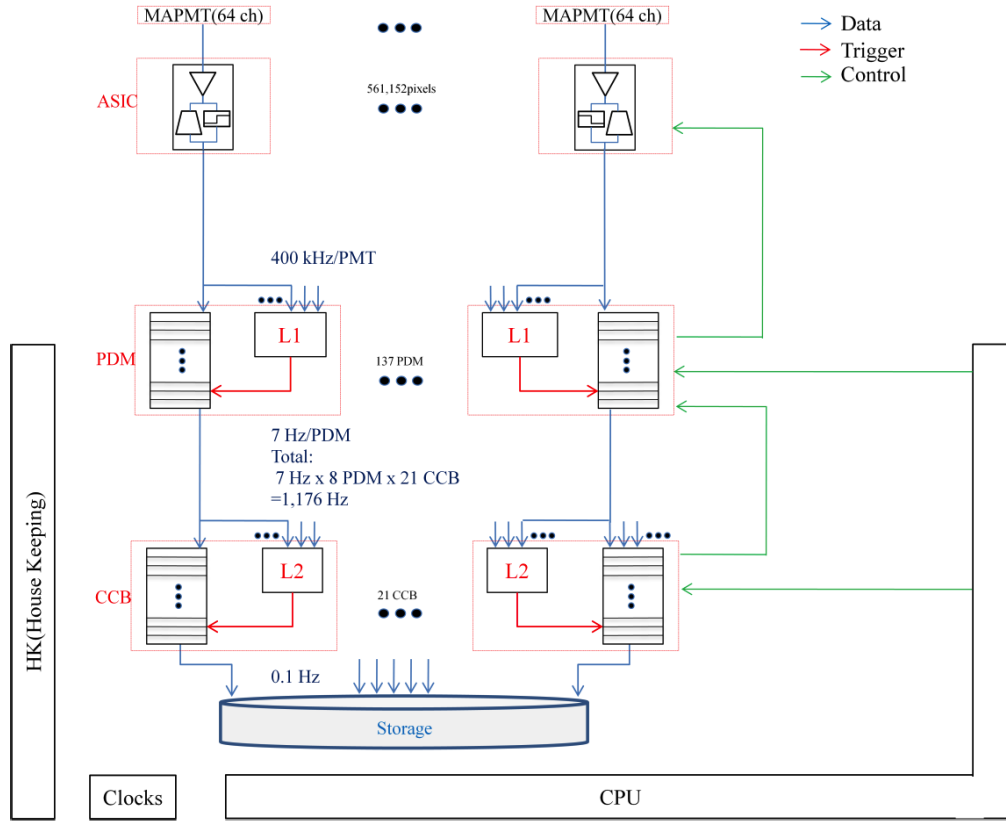


FIGURE 3.13 – Architecture des systèmes de trigger, de lecture des données et de contrôle de JEM-EUSO.

Dans la suite, les principales fonctionnalités de ces deux cartes sont exposées.

La « PDM board » a pour rôle :

- la réception des données de photo-comptage et de l'intégrateur provenant des 36 ASICs du PDM ;
- gérer la logique du trigger de premier niveau ;
- transmettre les données à la carte CCB ;
- assurer l'interface avec le CPU et les systèmes de commandes ;

La « Cluster Control Board » est le dernier niveau de l'électronique de la surface focale. Le CCB reçoit les données d'environ 7 à 8 « PDM boards » et permet de gérer le second niveau de trigger (le « Linear Track Trigger », voir section 3.2.4). La CCB permet ensuite de transférer les données issues du trigger au CPU pour pouvoir ensuite les stocker. La figure 3.13 résume l'architecture de l'électronique de la surface focale.

Les alimentations des PMTs

Usuellement, les tensions de polarisation des tubes photomultiplicateurs sont fournies par un diviseur de tension. Ce système a pour avantage d'être simple et permet de régler

indépendamment les tensions reçues pour chaque dynode en modifiant simplement la valeur de la résistance correspondante et ce afin d'optimiser le gain par exemple. Cependant, un tel circuit présente un énorme inconvénient : sa consommation due à l'énergie dissipée par les multiples résistances.

Cela n'est pas possible dans le cas d'une mission spatiale où les ressources en puissance électrique sont limitées. La solution consiste à utiliser un multiplicateur de tension, appelé aussi circuit Cockcroft-Walton (CW). Il consiste en un montage en cascade de diodes et de condensateurs, permettant de générer d'une tension continue à partir d'une tension d'entrée alternative ou continue pulsée plus faible. À chaque étage n , la tension délivrée est n fois l'amplitude de la tension en entrée. Ainsi, dans le cas de JEM-EUSO, où les MAPMTs sont polarisés négativement (anode à la masse), chaque étage du CW permet d'alimenter les dynodes en partant de d_{12} , la dernière, jusqu'à la photocathode. Les MAPMTs M64 utilisés se prêtent facilement à ce type d'alimentation puisqu'en grande partie, l'échelon de tension entre les dynodes est constant.

L'alimentation des PMTs doit répondre également à la problématique de la variation de l'intensité lumineuse. Les études en sciences de l'atmosphère qui pourraient être menées avec JEM-EUSO requièrent que l'instrument puisse enregistrer des signaux lumineux avec une dynamique de 10^6 . L'électronique de lecture est conçue pour pouvoir réaliser du comptage de photons et ne possède donc pas une plage de lecture très étendue. En effet, l'électronique présente une forte saturation au-delà de quelques dizaines de photo-électrons par GTU (voir figure 6.1). À cette intensité, les signaux produits par les photons commencent à s'empiler ce qui empêche le comptage individuel. Encore plus, une forte intensité pourrait endommager les MAPMTs. Les gains utilisés, pourraient engendrer de forts courants sur les dernières dynodes et anodes, finissant par les endommager. Hamamatsu recommande que la somme des courants reçus par les 64 anodes ne dépasse pas les $100 \mu A$. Pour un gain typique de 2×10^6 à 950 V, cela représente environ une dizaine de photo-électrons par pixel par GTU alors que seul le bruit de fond attendu est de l'ordre d'un à deux photo-électron par pixel et par GTU. La solution retenue consiste à utiliser un système de commutateurs permettant de modifier la tension de la photocathode avec un temps de réponse de l'ordre de la microseconde.

En effet, le courant sur la dernière dynode peut être défini comme le courant émis par la photocathode multiplié par $\alpha \times \mu$, α étant l'efficacité de collection des photo-électrons (produits par la photocathode) sur la première dynode et μ le gain moyen de l'étage de multiplication (si un photoélectron est collecté par la première dynode, il y aura en moyenne μ électrons reçus par l'anode). En diminuant la tension de polarisation de la photocathode, l'efficacité de collection décroît. Il en résulte alors que le courant en anode diminue, évitant ainsi la destruction des derniers étages de multiplication. Cependant, le gain μ n'est que peu affecté par la diminution de tension sur la photocathode et les photo-électrons collectés par la première dynode produisent toujours une impulsion détectable par l'électronique d'acquisition. L'empilement ne se produisant plus, l'efficacité de collection diminuant, il y a moins d'impulsions produites par le PMT, il est alors toujours possible pour l'électronique de compter individuellement les signaux. Ce système de commutateurs permet donc de pouvoir rester en permanence en mode de comptage de photons. L'effet de ces commutateurs sur l'efficacité de collection est résumée en table 3.2 et un logigramme est visible en figure 3.14. Sur ce logigramme, le niveau noté « max » correspond au courant maximal qui peut traverser la dernière dynode d'un MAPMT avant de l'endommager (à condition que le courant soit maintenu). Ce niveau est mesuré grâce

3. LA MISSION JEM-EUSO

Tension	Efficacité collection relative
900 V	1
750 V	1/100
0 V	1/10000

TABLE 3.2 – Variation du gain et de l’efficacité de collection en fonction de la tension de la photocathode. L’efficacité de collection relative représente le rapport α_i/α_{900V} avec i la tension.

au mode intégrateur de l’ASIC. Lorsque ce niveau est dépassé, la tension est diminuée. La valeur « min » correspond à une valeur qui doit être bien inférieure à la valeur « max » permettant de vérifier que la haute tension peut être augmentée sans que cela entraîne une augmentation brutale du courant sur les dynodes qui dépassera la valeur limite « max » .

3.3.3 Le système de surveillance de l’atmosphère

Le système de surveillance de l’atmosphère, aussi appelé « Atmospheric Monitoring System » (AMS) permet de surveiller les conditions atmosphériques du volume de détection dans le champ de vue de JEM-EUSO. Les signaux UV de fluorescence et Cherenkov peuvent être atténués ou diffusés par l’atmosphère, faussant ainsi les mesures de l’énergie (reliée à l’intensité du signal de fluorescence) et de la nature de la particule primaire (obtenue par mesure du X_{\max}). Ces phénomènes d’atténuation et de diffusion sont dus aux molécules de l’air, à des aérosols, des gouttelettes d’eau ou même des cristaux de glace. Ainsi, l’atténuation va principalement diminuer l’intensité lumineuse totale collectée par JEM-EUSO tandis que la diffusion va permettre la détection du signal Cherenkov diffusé qui sera alors confondu avec le signal de fluorescence. La figure 3.6 permet d’illustrer les conséquences de la diffusion sur le signal Cherenkov collecté par JEM-EUSO avant la détection du signal Cherenkov réfléchi. De fortes variations sur l’atténuation et la diffusion sont imputables à la présence de couches de nuages et d’aérosols. Ces couches doivent donc être surveillées afin de reconstruire correctement les phénomènes d’atténuation et de diffusion et ainsi permettre une reconstruction des propriétés des gerbes/RCUHE avec les incertitudes systématiques les plus réduites possibles. De plus, le signal Cherenkov peut être fortement affecté par la présence d’une couche nuageuse sur laquelle il y aura eu réflexion. Ce signal réfléchi est utilisé afin de déterminer la hauteur de développement de la gerbe en fournissant une information sur le temps d’arrivée de la gerbe au sol (ou au sommet des nuages). L’altitude du sommet de la couverture nuageuse doit donc être déterminée.

Au niveau instrumental, l’AM est composé d’une caméra infrarouge possédant le même champ de vue que JEM-EUSO ainsi que d’un LIDAR. La caméra infrarouge permet de mesurer la température du sommet de la couverture nuageuse et ainsi reconstruire leur altitude puisque la température peut être reliée à l’altitude. Après détection d’une gerbe, le LIDAR permet de mesurer, par tirs laser dans la direction de la gerbe, l’atténuation et la diffusion de l’atmosphère. La figure 3.15 présente le principe de surveillance de l’atmosphère suite au développement d’une gerbe atmosphérique dans le champ de vue de JEM-EUSO.

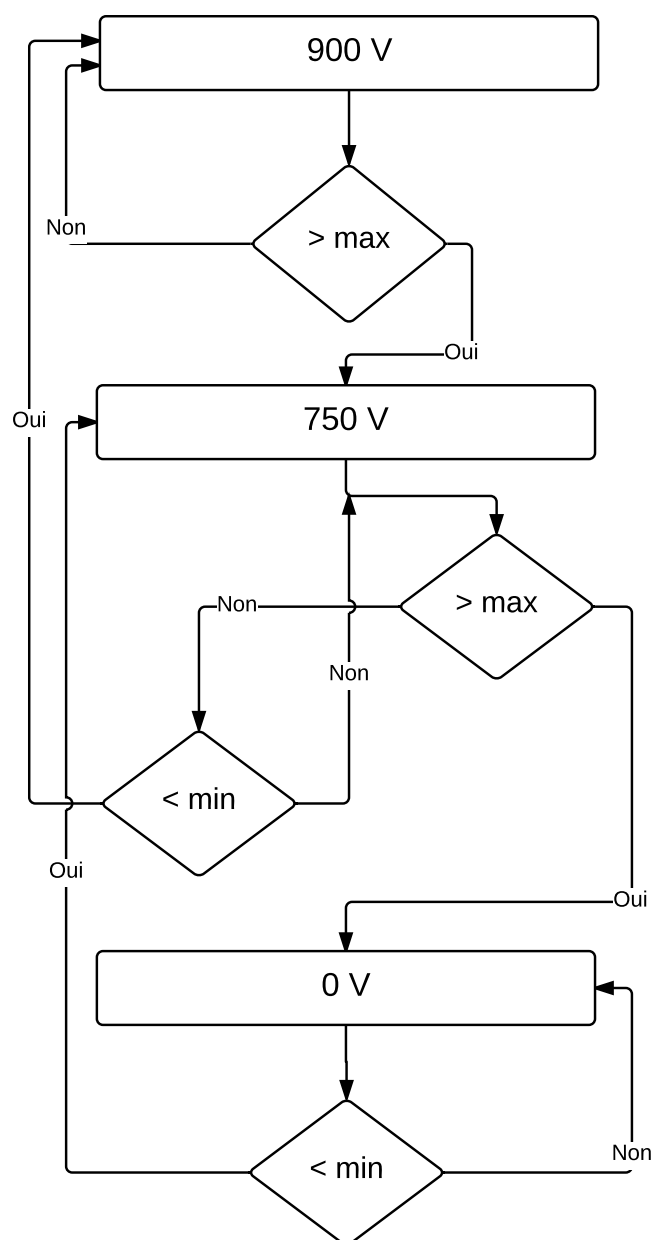


FIGURE 3.14 – Diagramme présentant la logique de l’algorithme actionnant les commutateurs des CW.

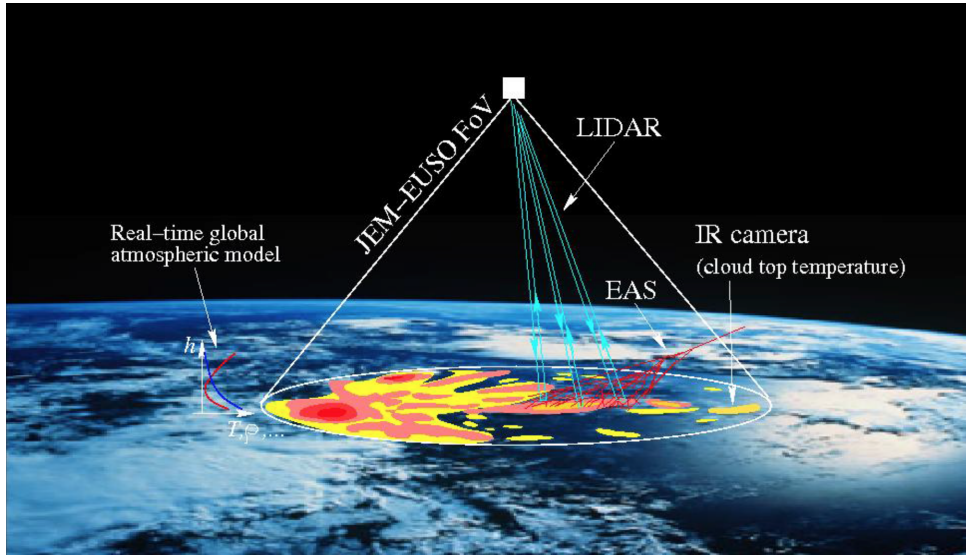


FIGURE 3.15 – Principe de surveillance de l’atmosphère grâce à la caméra infrarouge et au LIDAR de l’« Atmospheric Monitoring System ». Extrait de [36].

La caméra infrarouge est constituée d’une optique réfractive couplée à un réseau de micro-bolomètres. Deux filtres à interférométrie permettent une mesure à deux bandes aux longueurs d’ondes de l’ordre de $10 \mu\text{m}$ permettant une reconstruction de la température des nuages avec une meilleure précision qu’en utilisant une seule bande.

3.3.4 Système de calibration en vol

JEM-EUSO étant un télescope de fluorescence, la détermination de la quantité de photons UV émis par les gerbes atmosphériques est primordiale. Ces photons sont collectés par le système optique et focalisé sur la surface focale. Ils sont ensuite transformés en signaux d’anode par les photo-détecteur avec une certaine probabilité définie par l’efficacité de détection. Ainsi, le nombre N_{pe} de signaux d’anode produits pour un pixel est relié au nombre de photons N_γ arrivant sur la première lentille par l’équation :

$$N_{\text{pe}} = \frac{N_\gamma}{\epsilon \times T_l \times T_f \times f} \quad (3.2)$$

où ϵ représente l’efficacité de détection du pixel considéré, T_l la transmission de l’optique, T_f la transmission du filtre UV et f la fraction de photons arrivant sur le pixel considéré.

Afin de remonter au nombre de photons arrivant sur la première lentille (le calcul du nombre de photons produit par la gerbe nécessite la connaissance des propriétés de l’atmosphère qui ne sont pas discutées ici), l’instrument doit être calibré, c’est à dire que la transmission de l’optique, des filtres et l’efficacité de détection de la surface focale doivent être déterminées.

La calibration absolue de l’instrument doit être réalisée en laboratoire vu les moyens nécessaires à employer qui rendent cela impossible à effectuer en vol. Le chapitre 8 de cette thèse est dédié à la calibration absolue d’un PDM et donne une idée du niveau de précision atteignable.

Cependant, de nombreux facteurs nécessitent que la calibration de l'instrument soit réévaluée au cours de la mission. En effet, le décollage entraîne de fortes vibrations ce qui pourrait avoir une incidence sur la surface focale ou sur d'autres systèmes tels que l'optique. Les radiations peuvent également avoir une incidence sur l'efficacité de détection des MAPMTs, ou sur la transmission des filtres UV. Une illumination avec une forte intensité peut également endommager les photo-détecteurs et diminuer leur gain. Ainsi, les variations de gain et d'efficacité de détection des MAPMTs doivent être mesurées. De même, la transmission de l'optique est également susceptible d'évoluer. En cause le rayonnement mais aussi l'effet de l'oxygène atomique qui a pour effet de jaunir la première lentille la plus exposée.

Le système de calibration embarqué est basé sur l'utilisation de sources UV diffuses placées à l'intérieur de l'instrument. Dans la suite la mise en œuvre de ces sources afin de mesurer relativement l'efficacité de détection de la surface focale et la transmission de l'optique est présentée.

3.3.4.1 Mesure relative de l'efficacité de détection - illumination directe

Afin de mesurer relativement l'efficacité de détection de la surface focale, des sources UV sont placées sur les quatre coins de la troisième lentille afin d'illuminer directement cette surface focale. Ces sources UV sont constituées d'une ou plusieurs LED UV de différentes longueurs d'onde comprises entre 290 et 430 nm. Elles sont couplées à une sphère intégrante, permettant de diffuser la lumière vers la surface focale. Une photodiode NIST, calibrée à 1,5%, est également montée sur la sphère et ce afin de mesurer l'intensité lumineuse produite par la LED. La figure 3.16 présente un schéma du montage.

Illuminer directement la surface focale permet de mesurer relativement l'évolution de la transmission des filtres (montés directement sur les MAPMTs) et de l'efficacité de détection des MAPMTs. Un deuxième montage doit alors être utilisé afin de mesurer la transmission de l'optique.

3.3.4.2 Mesure relative de la transmission de l'optique - illumination indirecte

Afin de mesurer la transmission de l'optique, des sources UV identiques à celles utilisées pour l'illumination directe sont placées au quatre coins de la surface focale, dirigées vers la troisième lentille. La lumière est transmise à travers le système optique et est alors réfléchi sur la surface interne du couvercle protégeant la première lentille. Un matériau diffusant est utilisé pour la surface de ce couvercle. La lumière passe alors une deuxième fois à travers le système optique pour illuminer la surface focale.

Ce montage permet de mesurer l'évolution du produit de l'efficacité de détection des MAPMTs, de la transmission des filtres ainsi que du carré de la transmission de l'optique. La figure 3.17 résume les montages utilisés.

3.3.4.3 Le « Global Light System »

En plus de disposer d'un système de calibration embarqué, JEM-EUSO disposera d'un réseau au sol de sources UV, nommé le « Global Light System » ou GLS. Ces sources UV comprennent des lampes flash au Xenon ainsi qu'un système de laser YAG orientable. Ce

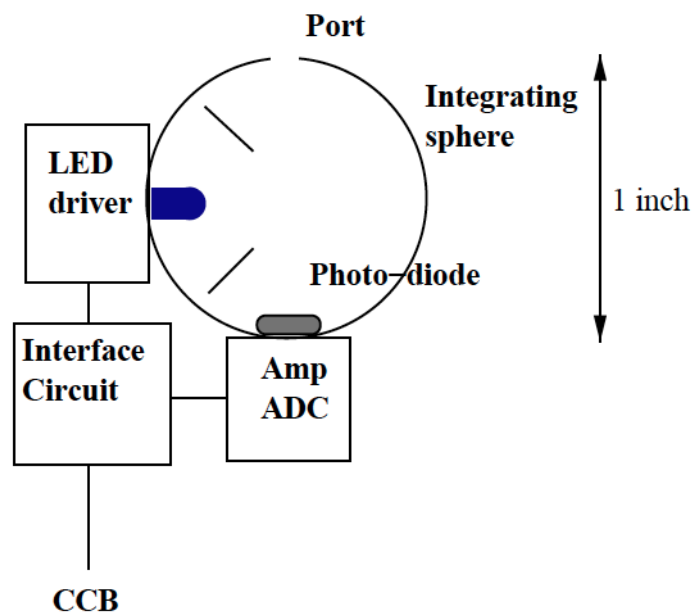


FIGURE 3.16 – Schéma de la source UV du système de calibration embarqué. Elle est constituée d'une ou plusieurs LED UV, d'une photodiode NIST permettant de mesurer l'intensité lumineuse émise par la LED, d'une électronique permettant d'alimenter la LED et d'un circuit de lecture de la NIST. Une interface permet de relier ces systèmes à une carte CCB. Extrait de [62].

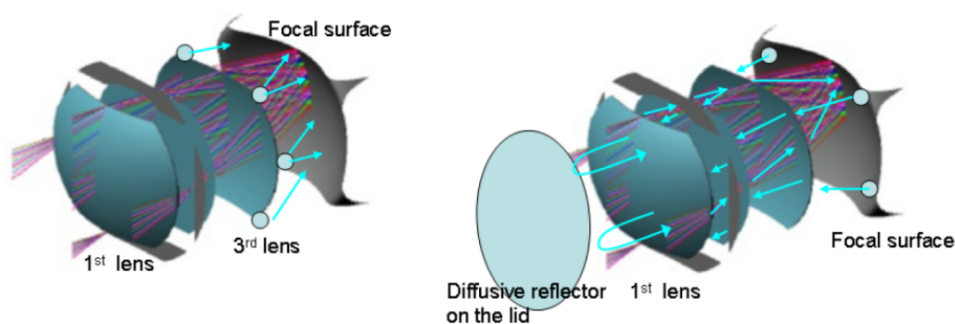


FIGURE 3.17 – Système de calibration embarqué. À gauche : le montage de sources UV diffuses à l'arrière de la troisième lentille permet de mesurer l'évolution de l'efficacité de détection de la surface focale convoluée à la transmission des filtres. À droite : le placement des sources au niveau de la surface focale et éclairant la lentille arrière permet, grâce à l'utilisation d'un couvercle avec une surface diffusant la lumière, de mesurer l'évolution de la transmission optique. Extrait de [62].

Montage	Observables	Commentaire
LED sur la surface focale	$\epsilon.T_l^2.T_f.T_m$	T_m : réflectivité du couvercle
LED derrière la lentille	$\epsilon.T_f$	
Lampe flash au sol	$\epsilon.T_l.T_f.T_\alpha$	T_α : transmission de l'atmosphère
Laser au sol	$\epsilon.T_l.T_f.T_\alpha$	

TABLE 3.3 – Comparaison des méthodes de calibration et des observables accessibles.

réseau de sources au sol permet alors de mesurer l'efficacité de détection de l'ensemble de détecteur.

Ces sources seront disposées à travers la surface terrestre de sorte que la fréquence de survol par l'ISS soit comparable à la fréquence de détection d'une gerbe d'énergie $E > 5 \times 10^{19}$ eV, soit toutes les 48 heures. Les sites choisis pour accueillir ces systèmes doivent évidemment présenter une faible pollution lumineuse et être situés au-dessus de la couche basse locale d'aérosols qui diminue la transmission de l'atmosphère.

L'utilisation de ces sources de lumière nécessite évidemment une atmosphère dégagée. Toutefois, la transmission optique de l'atmosphère reste à déterminer. Ainsi, à chaque survol d'une station, une image infrarouge et une mesure LIDAR sont effectuées par l'AMS de JEM-EUSO.

Les lampes flash permettent d'illuminer principalement par rayonnement direct JEM-EUSO. Les lasers sont eux tirés perpendiculairement au nadir de JEM-EUSO, et ce dernier observe alors la lumière UV diffusée par l'atmosphère. Ce dernier système a été utilisé sur d'autres observatoires au sol tel que HiRes ou l'observatoire Pierre Auger. Il permet de disposer d'événements dont l'intensité est similaire aux gerbes les plus énergétiques que JEM-EUSO pourrait observer. Ces lasers permettent alors de tester les capacités de reconstruction de JEM-EUSO. En effet, la direction reconstruite par JEM-EUSO peut être comparée à la vraie direction de tir. Le système permet alors de réaliser des simulations instrumentales comparables aux études préalables réalisées par simulation numérique. Le laser peut également être utilisé afin de mesurer l'efficacité de déclenchement du « trigger » ainsi que l'efficacité de JEM-EUSO à déterminer la luminosité d'un événement de type gerbe atmosphérique. Le lecteur peut trouver de plus amples informations en se référant à [60].

Une version portable de ce système permettra d'embarquer un ensemble de lampes flash et d'un laser à bord d'un avion. Celui-ci pourra être utilisé afin d'obtenir des mesures à différentes altitudes. Il permettra également de disposer de mesures effectuées au-dessus des mers ou océans, pour lesquels la pollution lumineuse est inexistante. Un prototype de ce système a été mis en œuvre lors du premier vol d'EUSO-Balloon.

JEM-EUSO dispose ainsi de tout un système de calibration en vol permettant de mesurer l'évolution de l'efficacité de détection des photons mais aussi d'évaluer en conditions réelles les performances de reconstruction de JEM-EUSO. La table 3.3 résume les différentes méthodes de calibration.

Conclusion à cette section de présentation de l'instrument

L'instrument présenté dans cette partie correspond à un design de base pour lequel des études de performances ont été réalisées. Cependant, ce design pourrait être adapté, notamment la forme de la caméra et des lentilles, qui dépendent grandement du volume et de la forme du transporteur utilisé pour transférer le télescope sur l'ISS. De plus, le développement des « Silicon Photo-Multipliers » (appelés également SiPM dans la littérature) permettraient un gain en masse, volume et consommation électrique conséquent par rapport à l'utilisation de MAPMT. Cette possibilité sera discutée en section 9.

3.4 Performances de JEM-EUSO

Après la description de l'instrument, intéressons-nous aux performances prévues de JEM-EUSO. Ces performances sont estimées en utilisant le programme ESAF (EUSO Simulation and Analysis Framework) développé par la collaboration. Parmi les paramètres importants étudiés se trouve l'exposition annuelle, traduisant la capacité de JEM-EUSO à détecter des événements à différentes énergies tout en tenant compte de facteurs limitant tels que les nuits où la lune est présente ou bien la présence d'une couverture nuageuse telle qu'empêchant l'observation des gerbes. Nous présentons donc dans cette partie cette exposition annuelle ainsi que sa détermination comme présentée par la collaboration JEM-EUSO dans [61]. Ensuite, les reconstructions de l'énergie et de la direction d'arrivée sont discutées et le lecteur peut se référer à [23] pour obtenir des informations plus détaillées.

3.4.1 Ouverture géométrique et exposition annuelle

Commençons par introduire l'ouverture géométrique qui traduit la capacité de l'instrument à reconstruire les gerbes à un instant donné pour des conditions optimales d'observation. Ces conditions optimales correspondent à une observation par temps clair, sans lune et avec un bruit de fond constant, produit principalement par le « night-glow » lors des nuits sans Lune. L'ouverture géométrique est calculée en simulant un grand nombre de gerbes atmosphériques injectées uniformément au-dessus d'une surface S_{inject} très supérieure à la surface au sol S_{obs} observable par JEM-EUSO. Le rapport du nombre N_{trig} de gerbes détectées sur N_{inject} gerbes simulées permet de définir cette ouverture géométrique

$$A(E) = \frac{N_{trig}}{N_{inject}} \cdot S_{inject} \cdot \Omega_0 \quad (3.3)$$

avec $\Omega_0 = \pi$ sr correspondant au volume de détection en-dessous de l'ISS.

La figure 3.18 présente ainsi l'ouverture géométrique en fonction de l'énergie de la particule primaire initiant la gerbe pour une orbite de l'ISS de 400 km. Un bruit de fond constant pour un temps clair (pas de nuages ni de Lune) de 500 photons.m⁻².sr⁻¹.ns⁻¹ est utilisé pour les simulations. L'ouverture géométrique est également exprimée pour différentes coupures permettant de sélectionner les événements facilement reconstituables.

Sans coupure, un plateau est atteint pour $E \simeq 7 \times 10^{19}$ eV traduisant une saturation de l'ouverture géométrique pour les RCUHE. L'utilisation de coupures permet d'étendre le plateau et permet d'obtenir une réponse uniforme de l'instrument pour un sous-groupe d'événements. Cela permet une vérification du flux mesuré aux énergies inférieures au plateau et une comparaison avec les données des observatoires au sol.

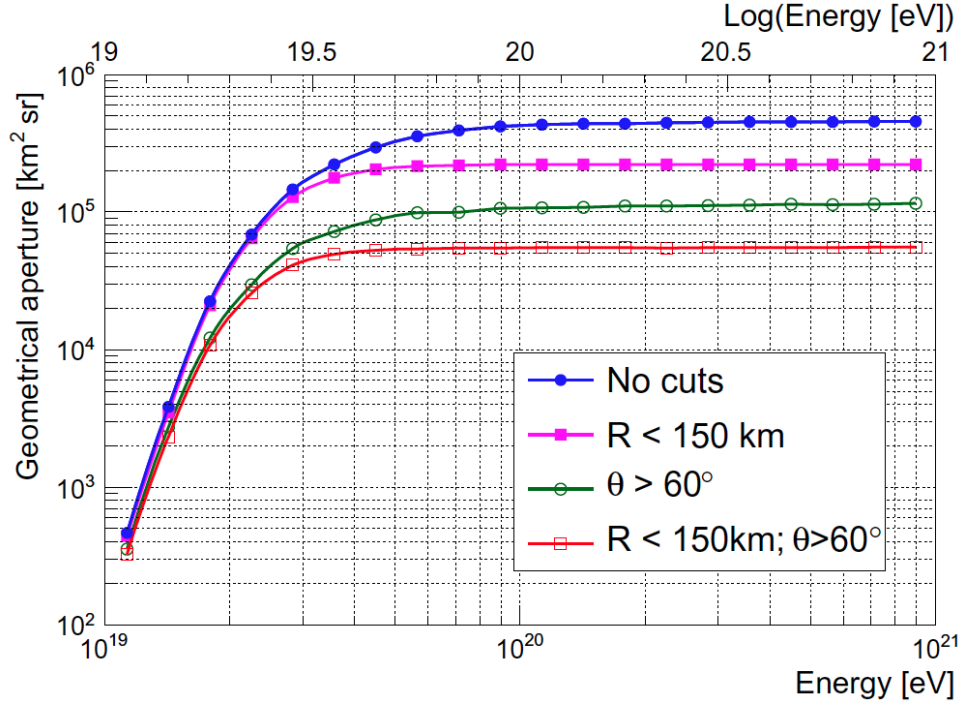


FIGURE 3.18 – Acceptance géométrique en fonction de l'énergie avec et sans coupures. La simulation des gerbes permettant l'obtention de l'ouverture a été réalisée pour des protons et un bruit de fond UV de $500 \text{ photons.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{ns}^{-1}$. Figure extraite de [61].

Il est à noter qu'il a été choisi de réaliser les simulations en injectant des protons, traduisant une approche conservatrice des estimations. En effet, les gerbes initiées par des protons se développant à plus basse altitude que pour les noyaux, la diffusion est plus importante et le nombre de photons atteignant le détecteur est plus faible. De plus, si l'on tient compte de la couverture nuageuse (ce qui est fait pour définir l'exposition annuelle), les gerbes initiées par des protons sont plus affectées du fait de la plus grande probabilité d'avoir une couverture nuageuse à basse altitude qu'à haute altitude.

L'intégration de cette ouverture géométrique sur une année d'observation permet d'obtenir l'exposition annuelle. Cependant il faut tenir compte de facteurs correctifs rendant compte de la modification de l'ouverture géométrique en instantané comme peut le faire la couverture nuageuse ou bien la présence d'un orage dans le volume de détection. Ainsi, l'exposition annuelle est donnée par

$$(\text{Annual exposure}) \equiv A(E) \cdot \kappa_c \cdot \eta_0 \cdot (1 - f_{loc}) \cdot (1[\text{année}]). \quad (3.4)$$

Le facteur κ_c traduit l'effet de la couverture nuageuse sur la détection des gerbes atmosphériques. Il est estimé à partir de la probabilité d'occurrence de différentes couvertures nuageuses et de la capacité du détecteur à détecter les gerbes sous ces conditions. Ce facteur κ_c est estimé ici à 72%. Le facteur η_0 représente le temps d'observation en pourcentage, appelé « duty cycle », pour lequel la composante continue du bruit de fond est inférieure à une valeur plafond. Pour JEM-EUSO, le rapport cyclique est estimé à 20%. Le paramètre η_0 ne tient compte que de la composante continue du bruit de fond. Un autre paramètre doit également être introduit pour tenir compte de l'effet des sources

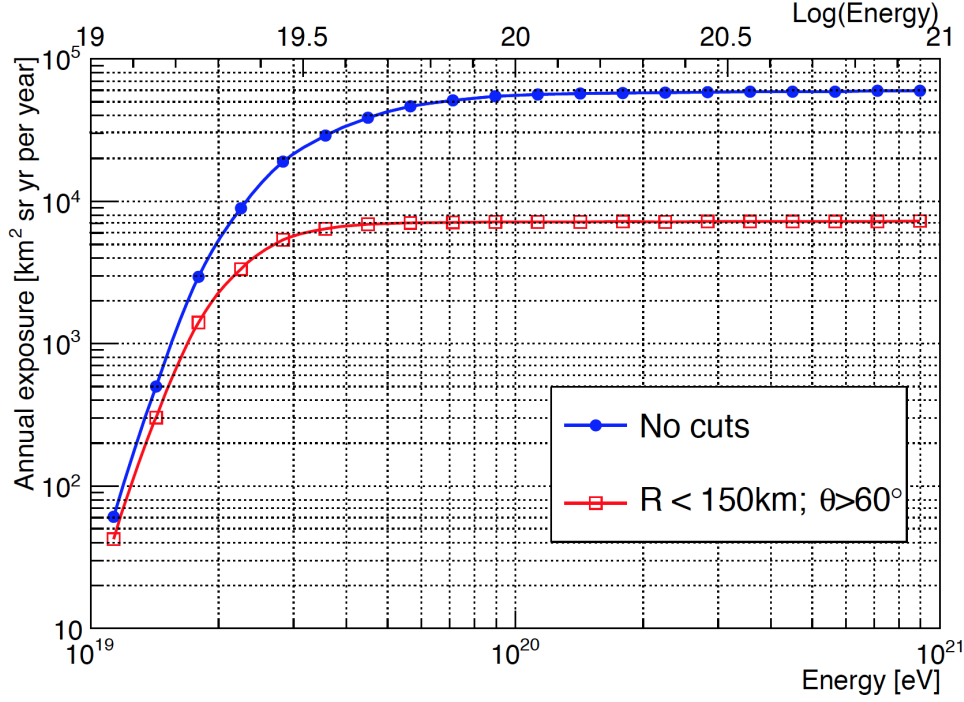


FIGURE 3.19 – Exposition annuelle en fonction de l'énergie sans et avec coupures comme présenté en figure 3.18. Figure extraite de [61].

locales (les villes) et transitoires (orages, aurores boréales et australes, ...). L'effet de ces sources sur la réponse du détecteur est traduit par une perte de la surface observable sur Terre exprimée en pourcentage par le coefficient f_{loc} . Ainsi, 10% de la surface observable par JEM-EUSO présente un bruit de fond trop important dû à ces sources locales ou transitoires. Une justification des valeurs utilisées pour ces paramètres peut être trouvée en [61].

La figure 3.19 présente ainsi l'exposition annuelle de JEM-EUSO. L'exposition annuelle pour l'ensemble des événements est estimé 9 fois supérieure à celle de l'observatoire Pierre Auger pour les énergies de l'ordre de 10^{20} eV.

3.4.2 Exposition en fonction de la déclinaison

En plus de bénéficier d'une statistique importante, JEM-EUSO permet une surveillance quasi-uniforme du ciel, permettant la recherche des sources proches de RCHUE. La figure 3.20 présente ainsi la distribution attendue de l'exposition en fonction de la déclinaison δ de la sphère céleste. L'axe des ordonnées présente la déviation par rapport à la distribution uniforme. L'exposition est ainsi quasi-uniforme si aucune coupure n'est appliquée sur les angles zénithaux des gerbes (courbe rouge) tandis que des déviations apparaissent lorsque des coupures sont appliquées (courbes en pointillés). Ainsi un excès est visible aux pôles tandis qu'il y a un déficit au niveau de l'équateur. Ceci est dû au fait que l'ISS est d'avantage présente dans les régions de hautes latitudes.

Cette couverture quasi-uniforme est un des autres avantages de JEM-EUSO par rapport aux observatoires au sol.

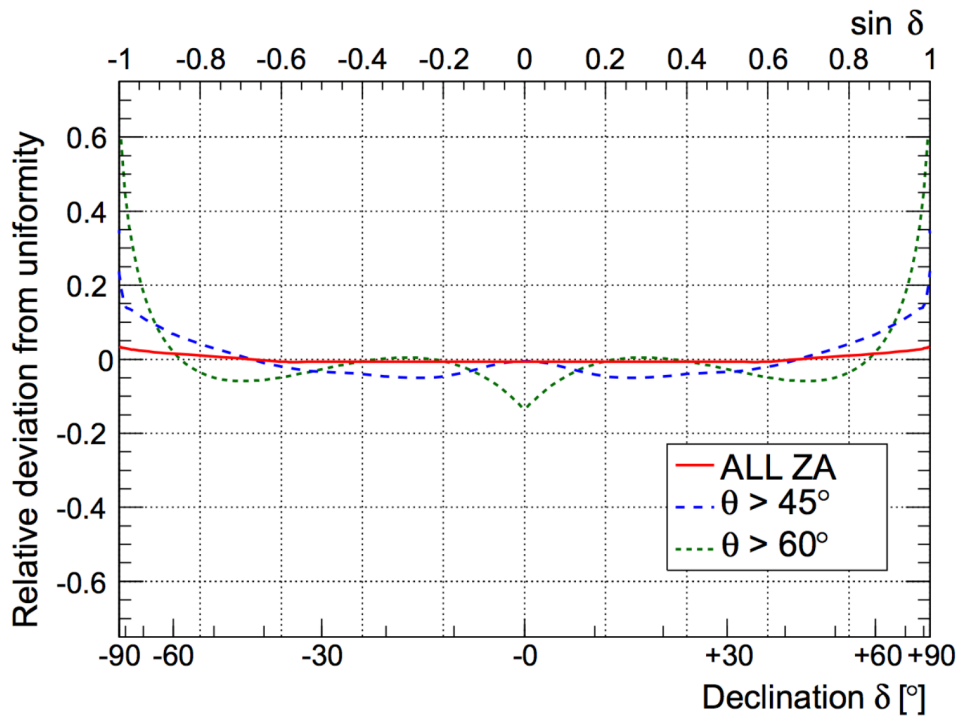


FIGURE 3.20 – Déviation de l'exposition attendue par rapport à la distribution normale en fonction de la déclinaison. La courbe rouge ne présente pas de coupure sur les angles zénithaux θ . Les courbes bleu et verte représentent la déviation pour des coupures respectives $\theta > 45^\circ$ et $\theta > 60^\circ$. Figure extraite de [61].

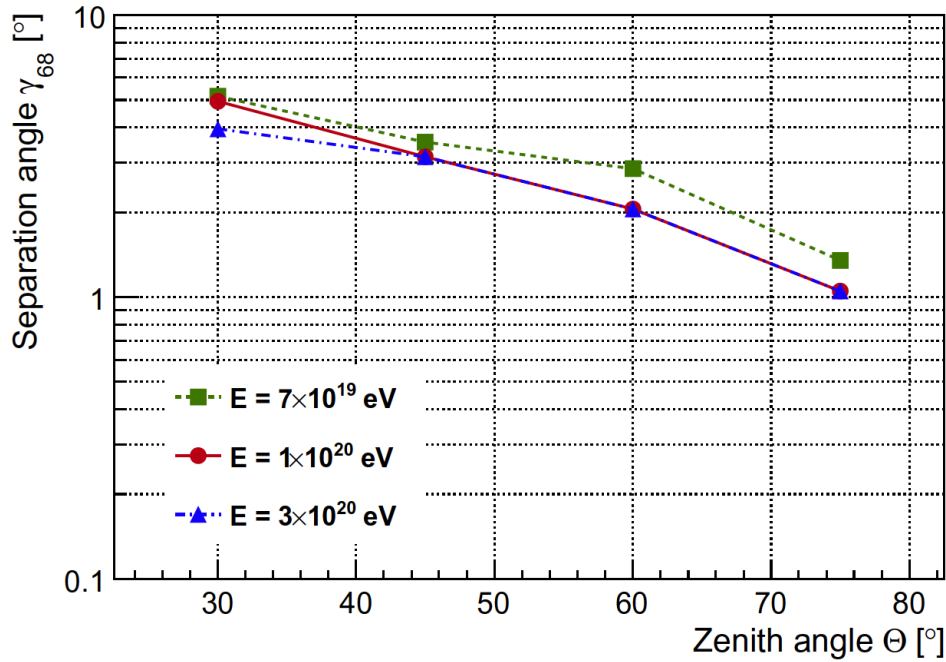


FIGURE 3.21 – Résultat de l’erreur de reconstruction angulaire exprimée par le paramètre γ_{68} en fonction de l’angle zénithal de la gerbe. Trois énergies sont simulées. Extrait de [23].

3.4.3 Résolution énergétique et angulaire

Plusieurs algorithmes présents au sein d’ESAF permettent d’estimer les performances de reconstruction de JEM-EUSO. Ici nous présentons les principaux résultats quant à la reconstruction de l’énergie et de l’angle d’incidence des rayons cosmiques.

Afin d’estimer ces paramètres, un nombre important de gerbes, dont les paramètres sont expliqués après, sont simulées par temps clair, c’est-à-dire sans nuages, et pour un bruit de fond UV de $500 \text{ photons.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{ns}^{-1}$, correspondant à un taux de comptage de l’ordre de 1 coup par pixel et par GTU.

3.4.3.1 Reconstruction de la direction de propagation

Pour cette étude, des gerbes atmosphériques engendrées par des protons de différentes énergies (7×10^{19} eV, 10^{20} eV et 3×10^{20} eV) sont simulées avec différents angles zénithaux (30° , 45° , 60° et 75°) puis leur direction de propagation est reconstruite en utilisant les algorithmes appropriés. La différence entre la direction reconstruite et la direction simulée est désignée par l’angle γ . Afin de quantifier les performances de reconstruction angulaire de JEM-EUSO, un paramètre particulier est utilisé. Il s’agit de l’angle γ_{68} , tel que 68% des gerbes simulées sont reconstruites avec une erreur angulaire sur la vraie direction inférieure à γ_{68} . La figure 3.21, présente ainsi l’évolution de la valeur de l’angle γ_{68} en fonction de l’angle zénithal et de l’énergie. La résolution angulaire obtenue est ainsi inférieure à 5° pour les paramètres simulés.

Il est observable que l’erreur sur la reconstruction de la direction d’arrivée diminue lorsque les gerbes sont inclinées. Cela peut se comprendre par le fait que pour ce type de gerbes, le nombre de pixels imageant leur développement est plus important que pour les

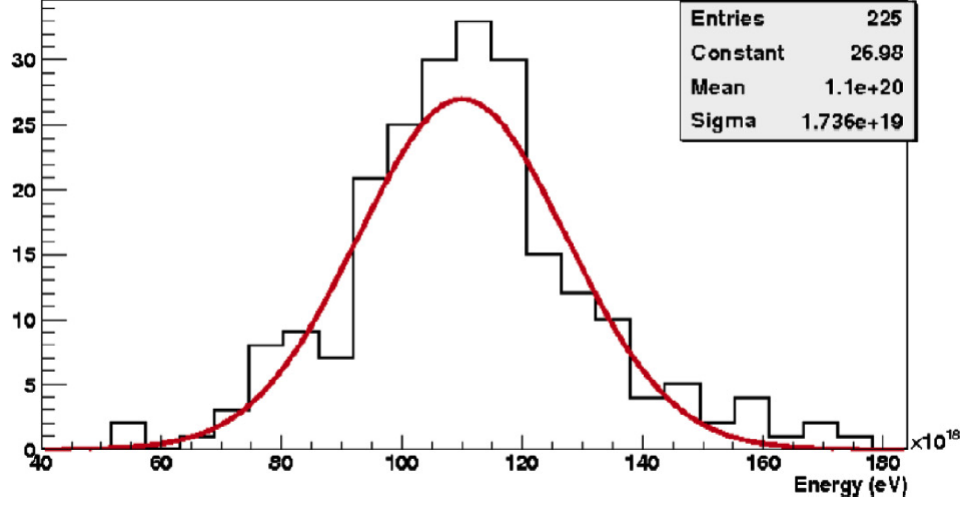


FIGURE 3.22 – Distribution des énergies reconstruites. Les paramètres en légende caractérisent la gaussienne s’ajustant au mieux aux données. Extrait de [23].

gerbes verticales comme il peut être vu en figure 3.5.

3.4.3.2 Reconstruction de l’énergie de la particule primaire

Afin d’estimer les performances de reconstruction de l’énergie de la particule primaire, 250 gerbes induites par un proton d’énergie $E = 10^{20}$ eV sont simulées, avec un angle d’incidence variant entre 20° et 70° . Les gerbes sont simulées dans la partie centrale du champ de vue de l’instrument (région de 200×200 km autour du nadir de l’instrument). La figure 3.22 présente la distribution des énergies reconstruites. Il est visible que l’énergie reconstruite présente un décalage systématique de 10% vers les hautes énergies sans que l’origine de cet effet soit compris. La résolution énergétique est $\Delta E/E \sim 18\%$ à 1σ . Traduite en terme de X_{\max} , l’erreur est $\Delta X_{\max} \sim 110 \text{ g.cm}^{-2}$.

Chapitre 4

EUSO-Balloon : un démonstrateur technologique

EUSO-Balloon est un démonstrateur technologique aéroporté par un ballon stratosphérique reprenant les concepts développés pour le design de JEM-EUSO. Il s'agit d'une mission de partenariat de la collaboration JEM-EUSO et du CNES, l'agence spatiale française qui maîtrise la technique de vol en ballon stratosphérique ouvert. Le principal objectif de cette mission est de tester et de valider les concepts et les technologies développés pour la mission spatiale JEM-EUSO.

Le projet s'est articulé autour de quatre phases de développement spatial imposées par le CNES. Ainsi, la phase A d'étude de faisabilité a débuté en septembre 2011 et a permis en seulement 4 mois d'envisager les solutions techniques permettant l'alimentation et la lecture d'une caméra UV composée de multiples photo-détecteurs. Cette phase d'étude a été conclue par une revue de phase A en février 2012, permettant ainsi le début de la conception détaillée de l'instrument. Cette phase B, qui a duré 11 mois, a été dédiée à la réalisation de prototypes électriques et mécaniques des EC-units et des cartes ASIC (voir 3.3 pour la définition). Cette phase B s'est achevée par un « Critical Design Review » (CDR) en décembre 2012. Le CNES valida ainsi la construction de l'instrument pour les phases C/D. Les différents composants purent être commandés et la réalisation de pièces maîtresses, telles que les ECs, auprès des industriels fut réalisée. Cette phase s'est poursuivie par l'assemblage, l'intégration et les tests (AIT) de l'instrument et s'est terminée par un « Flight Acceptance Review » au deuxième trimestre de 2014, donnant l'accord pour le lancement de l'instrument.

EUSO-Balloon a décollé dans la nuit du 24 au 25 août 2014 depuis la base de lancement de ballons stratosphériques du CNES et de l'agence spatiale canadienne (ASC), à Timmins, en Ontario au Canada. Ce premier vol d'une nuit a démontré la pertinence des concepts développés pour la détection des RCUHE depuis l'espace en observant des événements simulés par des sources lumineuses artificielles.

4.1 Exigences et performances requises

4.1.1 Objectifs de la mission

En tant que démonstrateur technologique, EUSO-Balloon possède des objectifs techniques et scientifiques. Ceux-ci peuvent ainsi être classés dans trois catégories :

4. EUSO-BALLOON : UN DÉMONSTRATEUR TECHNOLOGIQUE

- Objectifs technologiques : validation des technologies et composants clés développés dans le cadre de la mission spatiale JEM-EUSO par la réalisation d'un test de l'ensemble de la chaîne d'acquisition lors de vols en ballons stratosphériques. Ces vols à haute altitude permettent de valider le fonctionnement de l'instrument dans un environnement encore plus contraignant que l'espace¹. La réalisation de ces vols permet ainsi d'augmenter les TRLs² pour JEM-EUSO.
- Objectifs instrumentaux : validation du concept de détection spatiale des RCUHE par l'observation de signaux lumineux simulés par des sources artificielles. Validation des algorithmes de déclenchement grâce à ces signaux simulés. Validation du principe de détection des flux lumineux avec de très grandes variations en amplitude (de l'ordre d'un facteur 10^6) permettant l'observation des phénomènes transitoires (météores, TLE).
- Objectifs scientifiques : mesure du bruit de fond UV à l'aide d'un instrument représentatif de JEM-EUSO. L'origine de cette lumière UV est naturelle (airglow, lumière stellaire, zodiacale) ou artificielle (villes, aéronefs, etc.). La mesure de ce bruit de fond UV au-dessus d'une variété de surfaces (océans, terres, forêts, villes) présentant différents albédos permet de simuler les performances de JEM-EUSO.

Le premier vol d'août 2014 a permis de valider les technologies développées et d'envisager les améliorations à apporter aux composants clés tels que les ASICs (notamment par l'augmentation de la gamme dynamique de comptage des photons). Les principales améliorations sont discutées en chapitre 9.

Le principe de détection a également été validé par l'observation du développement de gerbes induites par des tirs laser avec une résolution temporelle de $2,5 \mu\text{s}$. Le mécanisme de déclenchement a été testé avec succès en « offline » grâce aux données enregistrées en vol des tirs laser.

Enfin, une cartographie UV des zones survolées pendant la nuit a pu être effectuée ce qui semblerait être une première. Les premières analyses montrent que la mesure continue de ce bruit de fond avec une résolution spatiale de l'ordre de la centaine de mètres permet une surveillance de la couverture nuageuse. En effet, une corrélation entre la présence de nuages optiquement épais et la radiance UV réfléchie élevée est observée. Cela est dû au fort albédo de ce type de nuages.

4.1.2 Temps effectif d'acquisition et probabilité de détection de gerbes atmosphériques

Lors de ce premier vol, aucun système de trigger ne fut implémenté pour raisons techniques : la PDM-board ne permettait pas de gérer le système de trigger pour les 9 ECs en raison d'un manque de mémoire. De ce fait, la prise de données fut réalisée en continue. Le temps de transfert des données ainsi que le délai d'envoi des commandes de déclenchement d'acquisition depuis le CPU a alors occasionné la présence d'un temps mort important. La durée totale d'acquisition effective de données (permettant la détection de

1. Il sera vu en 7.3 que la pression de 3 mbar à 40 km d'altitude exige des contraintes d'isolation bien plus poussées que dans le vide.

2. Les « Technology Readiness Level », utilisés par les agences spatiales, permettent de mesurer le degré de maturité d'une technologie avant de pouvoir l'intégrer dans un système spatial.

rayons cosmiques) ne fut alors que de 75 s sur les 5 heures de vol. Dès lors, il n'est pas attendu que l'instrument ait détecté de gerbe atmosphérique. En effet, le flux attendu de RCUHE à 10^{18} eV (l'énergie de seuil d'EUSO-Balloon [44]) est environ $\sim 0,01 \text{ km}^{-2}.\text{h}^{-1}$. Le champ de vue permettant l'observation d'une surface au sol étant de l'ordre de 64 km^2 , il est clair que la probabilité d'observer une gerbe est très faible (de l'ordre de 0,01 événement par nuit).

Un prochain vol ballon de longue durée (plusieurs semaines), réalisé à l'aide de la NASA, devrait permettre de réaliser les premières détectations de gerbes atmosphériques depuis le proche espace. En disposant d'un système de trigger interne, il n'y aurait ni temps mort du au temps de transfert des données prises en continue ni délai lors du lancement des commandes d'acquisition par le CPU. Ainsi, les premières études afin de déterminer le nombre d'événements observables lors d'un tel vol ont été menées [44]. En considérant l'effet du fond UV, réfléchi sur les océans (la surface la plus survolée pour ce type de vol), afin d'estimer le seuil en énergie de détection des gerbes, et un spectre basé sur les mesures de l'observatoire Auger, il est estimé une détection moyenne de $\sim 1,6$ gerbes par nuit. Pour une durée de trois semaines de vol, et en tenant compte des différentes phases lunaires qui en augmentant le bruit de fond UV, augmentent le seuil de détection en énergie, une quinzaine d'événements observables pourrait être observée. De plus, une mesure du bruit de fond UV au-dessus des océans sera effectuée. Ce type de surface est plus représentatif de ce que survolera JEM-EUSO. Le lancement est prévu pour 2017 depuis la Nouvelle-Zélande.

Dans la suite de ce chapitre, il ne sera discuté que de l'instrument ayant effectué le premier vol d'août 2014.

4.1.3 Règle d'échelle pour JEM-EUSO et EUSO-Balloon

En tant que démonstrateur technologique, EUSO-Balloon se doit de disposer de paramètres aussi proches de ceux de JEM-EUSO. EUSO-Balloon dispose ainsi d'une optique composée de deux lentilles de Fresnel permettant d'imager les gerbes (réelles ou simulées) sur un PDM constitué de 36 MAPMTs, montés dans une nacelle permettant l'observation au nadir de l'atmosphère terrestre. Dans la suite, les paramètres de JEM-EUSO et EUSO-Balloon, résumés dans la table 4.1, sont discutés.

4.1.3.1 Règle d'échelle pour le bruit de fond diffus du ciel

L'observation du bruit de fond UV ainsi que l'étude de l'efficacité du trigger de premier niveau à réduire le taux de faux événements sont les objectifs principaux d'EUSO-Balloon. Cette mission doit prouver la capacité de régler les seuils de détection de façon à obtenir un taux de déclenchement du premier niveau de trigger de l'ordre de la dizaine de Hz par PDM. L'instrument dispose d'une optique focalisante et il est ainsi possible de choisir les paramètres optiques tels que le taux de comptage par pixel d'EUSO-Balloon et JEM-EUSO soient équivalents. Si le taux de déclenchement est trop élevé, le temps mort dédié au transfert des données est plus important au détriment du temps d'observation.

Cependant, les deux instruments n'observent pas strictement le même bruit de fond. Il a été présenté en 2.3 que la source principale, le « nighglow » provient d'une couche de l'atmosphère située à une centaine de kilomètres d'altitude. EUSO-Balloon n'observe que sa réflexion sur la Terre tandis que JEM-EUSO l'observe en plus de manière directe. Les

4. EUSO-BALLOON : UN DÉMONSTRATEUR TECHNOLOGIQUE

Paramètres	JEM-EUSO	EUSO-Balloon
Altitude (km)	400	40
Surface collectrice (m ²)	4,5	1
FoV/pixel (°)	0,08	0.25
Pixel au sol (km)	0.580	0.175
FoV/PDM (°)	3,8	12
PDM au sol (km)	28,2	8,4
Signal ratio	1	17,6
BdF ratio	1	0,9 - 1,8
S/ \sqrt{N} ratio	1	20 - 10
Nombre de PDM	~ 135	1

TABLE 4.1 – Table des paramètres principaux de JEM-EUSO et EUSO-Balloon présenté lors du « Critical Design Review » d'EUSO-Balloon. Voir texte pour justification de ces paramètres. Ces paramètres ont été présentés lors de la revue de phase A.

expériences ballons [57] [31] [21] mesurent une radiance UV réfléchie BdF_{indirect} comprise entre 100 et 500 photons.m⁻².ns⁻¹.sr⁻¹ tandis que [21] mesure également une radiance directe du « nightglow » BdF_{direct} comprise entre 250 et 600 photons.m⁻².ns⁻¹.sr⁻¹. Cependant ces expériences ne disposaient pas d'optique focalisante et l'angle solide de détection est difficilement mesurable.

Afin de mesurer la même quantité de bruit de fond dans le PDM d'EUSO-Balloon (ce qui permet de tester le taux de faux événements issus du trigger), les paramètres optiques que sont la surface collectrice de la lentille et l'angle solide de détection du PDM doivent être adaptés. La table 4.1 résume ces paramètres principaux. Le rapport des taux de détection par pixel du bruit mesuré par EUSO-Balloon comparé au bruit mesuré par JEM-EUSO est ainsi donné par :

$$\text{BdF ratio} = \frac{BdF_{\text{indirect}}}{BdF_{\text{direct}}} \times \frac{S_{\text{euso-balloon}}}{S_{\text{jem-euso}}} \times \frac{\Omega_{\text{euso-balloon}}^{\text{pdm}}}{\Omega_{\text{jem-euso}}^{\text{pdm}}}. \quad (4.1)$$

La radiance du bruit de fond BdF_{direct} observable par JEM-EUSO est plus importante (elle est comprise entre 250 et 600 photons.m⁻².ns⁻¹.sr⁻¹ contre 100 et 500 photons.m⁻².ns⁻¹.sr⁻¹ pour EUSO-Balloon). La surface collectrice de JEM-EUSO est également plus importante que celle d'EUSO-Balloon (4,5 m² contre 1 m²). Afin de disposer d'un taux de détection similaire, l'angle solide de détection $\Omega_{\text{euso-balloon}}^{\text{pdm}}$ d'un PDM d'EUSO-Balloon est plus important. Cela peut être apprécié dans la table 4.1 en remarquant que le champ de vue observable par un PDM d'EUSO-Balloon est le plus important. Ainsi, le ratio de l'équation 4.1 est compris entre 0,9 à 1,8 suivant les valeurs de bruit de fond mesurées par les expériences pré-citées. Le nombre d'événements provenant du bruit de fond UV enregistrés par les PDM des deux instruments, l'étude sur le fonctionnement du trigger utilisé pour EUSO-Balloon peut être applicable au cas de JEM-EUSO.

Sur cette table, on peut également voir que malgré la très grande différence d'altitude des deux instruments, les tailles d'un pixel projeté au sol sont similaires. Toutefois, avec une taille de pixel projeté au sol inférieure à 200 m, EUSO-Balloon peut réaliser une

cartographie UV du bruit de fond émis par la Terre avec une résolution meilleure que ce que JEM-EUSO pourrait observer.

4.1.3.2 Règle d'échelle pour le signal

Même si la probabilité de détection d'une gerbe est très faible pour le premier vol d'EUSO-Balloon, comme il a été montré en section 4.1.1, il est intéressant de comparer comment EUSO-Balloon mesure le signal d'une gerbe par rapport à JEM-EUSO. Ceci permet de définir le « signal ratio » donné en table 4.1.

Pour on peut comparer la fraction de la quantité de lumière émise par une gerbe arrivant sur la première lentille de l'instrument. En supposant que toute la lumière est émise au maximum de la gerbe et que ce dernier se situe au niveau du sol, la fraction f de lumière collectée par l'instrument est :

$$f = \frac{S}{4\pi H^2} \quad (4.2)$$

avec S la surface collectrice de l'instrument et H son altitude qui sont renseignées dans la table 4.1. Ainsi, le rapport $f_{\text{euso-balloon}}/f_{\text{jem-euso}}$ est de l'ordre de 20. EUSO-Balloon collectant plus de lumière que JEM-EUSO, le seuil de détection est plus bas : $\sim 10^{18}$ eV pour EUSO-Balloon contre $\sim 10^{19}$ eV pour JEM-EUSO.

4.2 Description des systèmes d'EUSO-Balloon

4.2.1 Vue d'ensemble

La figure 4.1 présente une vue ouverte de l'ensemble de l'instrument EUSO-Balloon, qui consiste en un parallélépipède d'environ $1,2 \times 1,2 \times 2,7$ m³. La structure de l'instrument permet le support des deux lentilles de Fresnel, permettant de projeter l'image des gerbes sur le « PhotoDetector Module » (PDM). Celui-ci est lu par l'électronique de « front-end » directement intégrée dans le PDM. L'architecture de cette électronique est la même que celle de JEM-EUSO mais les solutions techniques permettant sa réalisation ont été développées grâce au projet EUSO-Balloon. Les données sont ensuite transmises à l'unité centrale appelée « Data Processor » ou DP, permettant leur stockage. Le DP permet également de contrôler la prise de données, leur transfert par télémétrie ainsi que le contrôle des divers sous-systèmes de l'instrument. L'ensemble des systèmes électriques et électroniques est compris dans un compartiment étanche dans l'éventualité d'un amerrissage. Un défaut d'étanchéité entraînerait la détérioration probable des sous-systèmes à l'intérieur voire la perte de l'ensemble de la gondole en sombrant. La figure 4.2 présente comment le DP et le PDM sont fixés à l'intérieur de ce compartiment. Une structure d'amortissement permet à la nacelle d'atterrir sans subir de dégâts importants. Enfin, une caméra infrarouge permet de surveiller la couverture nuageuse pendant le vol afin de pouvoir valider les solutions choisies pour JEM-EUSO. L'étude des données de la caméra permet également de tester les algorithmes de reconstruction de la hauteur des nuages.

La figure 4.3 présente succinctement les différents sous-systèmes d'EUSO-Balloon et le lecteur pourra s'y référer tout au long de la lecture de ce chapitre. Ce diagramme fait apparaître en plus du PDM et du DP plusieurs sous-systèmes notés :

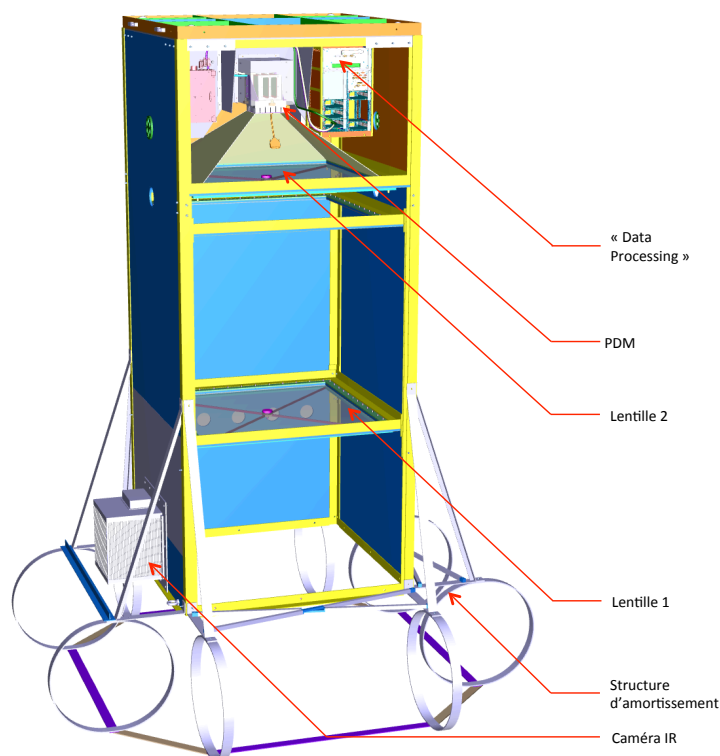


FIGURE 4.1 – Structure mécanique ouverte d'EUSO-Balloon.

- TLS : optique du télescope pour laquelle la position de la première lentille est ajustable.
- PWP : le « Power Pack » qui désigne les batteries embarquées permettant l'alimentation des différents sous-systèmes en 28V.
- SIREN : système de télémétrie du CNES.
- IR-CAM : caméra infrarouge utilisée pour la surveillance de la couverture nuageuse lors du vol.

Dans la suite de cette section, les principaux sous-systèmes sont présentés en commençant par présenter leurs spécifications puis les solutions adoptées.

4.2.2 L'optique

L'optique doit permettre de focaliser les photons arrivant au détecteur sur la surface optique et ce avec une PSF inférieure à la taille d'un pixel. Elle doit être légère et peu volumineuse. Un « baffle » doit permettre également de la protéger sans pour autant obstruer son champ de vue.

Afin de répondre à ces critères, le système a été conçu comme un ensemble de 3 lentilles plates de forme carré de 1 m de côté et de 8 mm d'épaisseur. La lentille frontale, ainsi que la troisième, sont des lentilles de Fresnel. La lentille intermédiaire est diffractrice et permet de corriger les aberrations chromatiques et ainsi de réduire la PSF. Une mauvaise manufacture de cette lentille intermédiaire empêcha son utilisation. La PSF obtenue en n'utilisant que la première et troisième lentille est ainsi contenu dans un carré de 3 pixels

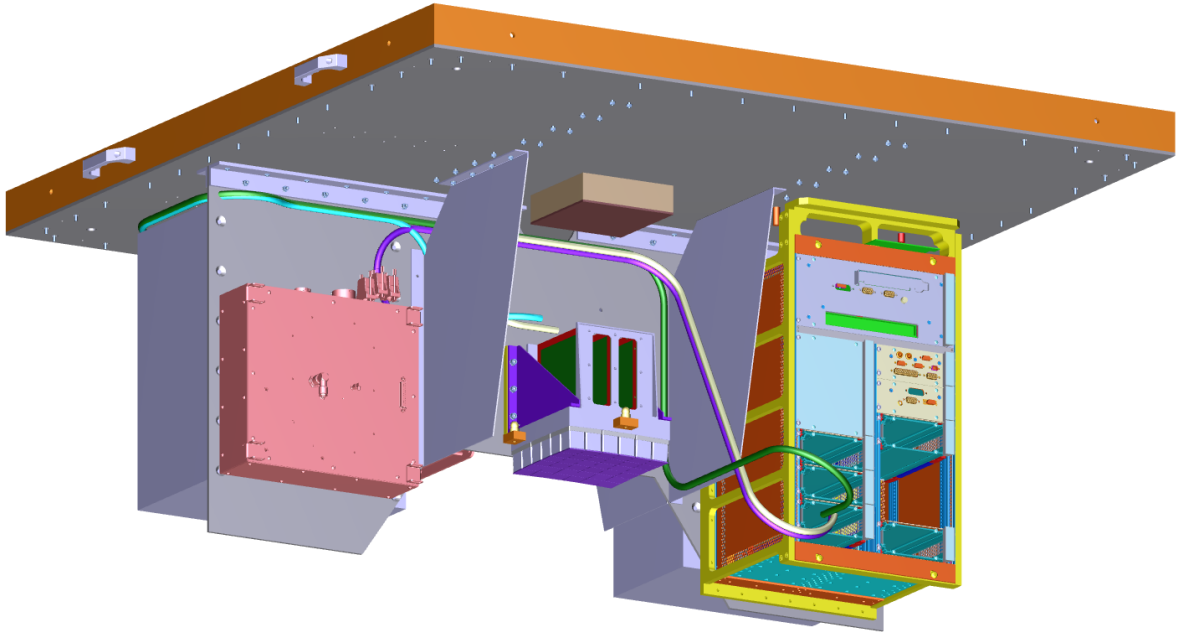


FIGURE 4.2 – Intégration des systèmes électriques d'EUSO-Balloon sur la plaque support.

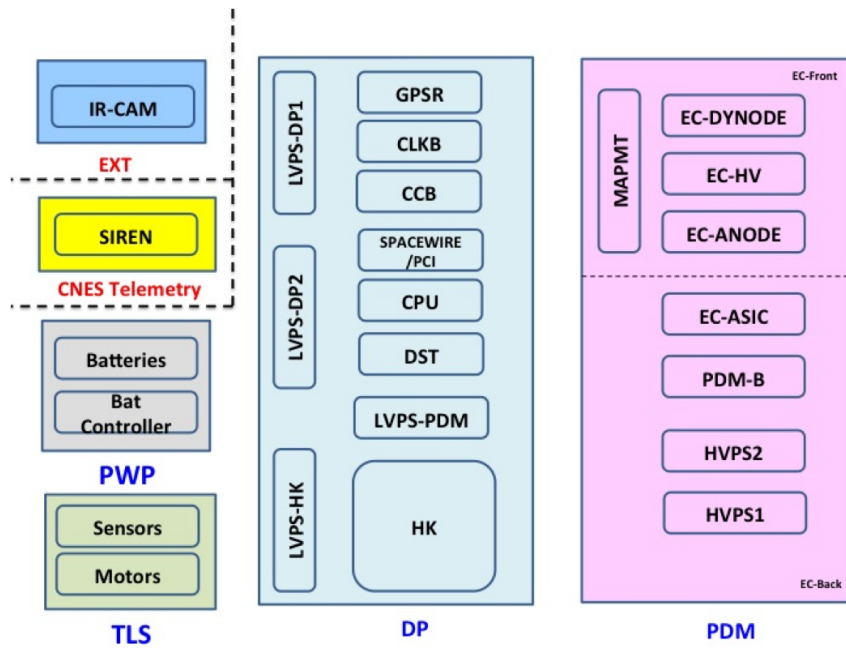


FIGURE 4.3 – Diagramme des différents sous-systèmes d'EUSO-Balloon.

4. EUSO-BALLOON : UN DÉMONSTRATEUR TECHNOLOGIQUE

par 3. La PSF s'étalant sur 9 pixels au lieu de un seul, le rapport signal à bruit s'en trouve diminué ce qui augmente alors le seuil de détection de l'instrument.

Les lentilles sont réalisées en PMMA et pèsent chacune 9,6 kg. Afin d'éviter que les lentilles ne se déforment sous l'effet de leur propre poids, une structure métallique en croix, appelée « spider », permet de les rigidifier. Les « spiders » doivent limiter l'effet d'ombre créé sur le plan focal et permettre l'ajustement de la position des lentilles. Elles doivent également supporter les larges amplitudes thermiques ce qui pourrait déformer les lentilles. Le support de la troisième lentille doit également servir de cloison étanche au compartiment électronique.

4.2.3 La structure du télescope

La structure du télescope permet l'accueil de l'ensemble des autres sous-systèmes. Lors de l'ascension du ballon, l'instrument peut être soumis à des températures descendant jusqu'à -60°C . La structure doit ainsi isoler le PDM et le DP qui doivent pouvoir fonctionner dans une plage de température allant de -20 à $+40^{\circ}\text{C}$ à l'intérieur du compartiment électronique.

La structure, réalisée en « Fibrelam » doit pouvoir supporter des chocs de 15 g lors de l'ouverture des parachutes lors de la descente et conserver son intégrité pour des raisons de sécurité. Elle doit également pouvoir encaisser l'impact à l'atterrissage ou l'amerrissage pour pouvoir être réutilisée si un second vol (réalisé dans des conditions similaires pour que la conception de la gondole ne soit pas à changer) est prévu. Pour cela, une structure d'amortissement en aluminium a été conçue. Les anneaux en métal permettent en se déformant l'amortissement à l'atterrissage. Dans le cas d'un amerrissage, un ensemble de trous dans le « baffle », et donc situés avant la première lentille (voir schéma 4.1), permettent un amortissement par effet piston. L'air qui s'engouffre dans le « baffle » avant impact à la surface de l'eau est expulsé par les trous afin de créer un amortissement. De plus, la structure doit permettre le montage de flotteurs en polystyrène assurant que le compartiment électronique reste au-dessus de la ligne de flottaison. Un ensemble de mousse d'isolation peut être disposé sur le sommet de la structure dans le cas de vols dans des conditions froides.

4.2.4 Le PDM et l'électronique associée

Le projet EUSO-Balloon a été le moyen de développer le premier prototype de PDM. Si les fonctionnalités de ce sous-système ont déjà été présentées dans le chapitre 3, ici seront présentées les solutions techniques adoptées.

Le PDM désigne l'ensemble de la matrice de photo-détecteurs, associée à l'électronique de lecture et de la structure mécanique permettant le support de l'ensemble. Le PDM représente un volume de $167 \times 167 \times 200 \text{ mm}^3$. Toute l'électronique est contenue dans ce volume afin de pouvoir disposer de plusieurs PDM pour former une surface focale plus importante.

La surface focale du PDM est composée d'une matrice de 6×6 MAPMTs de 64 pixels dont les caractéristiques ont déjà été décrites au chapitre 3. Un filtre UV est collé sur chaque MAPMT afin d'augmenter le rapport signal à bruit. Les caractéristiques de ces filtres sont également présentées en chapitre 3. La photographie en figure 4.4 présente une vue de face du PDM d'EUSO-Balloon.

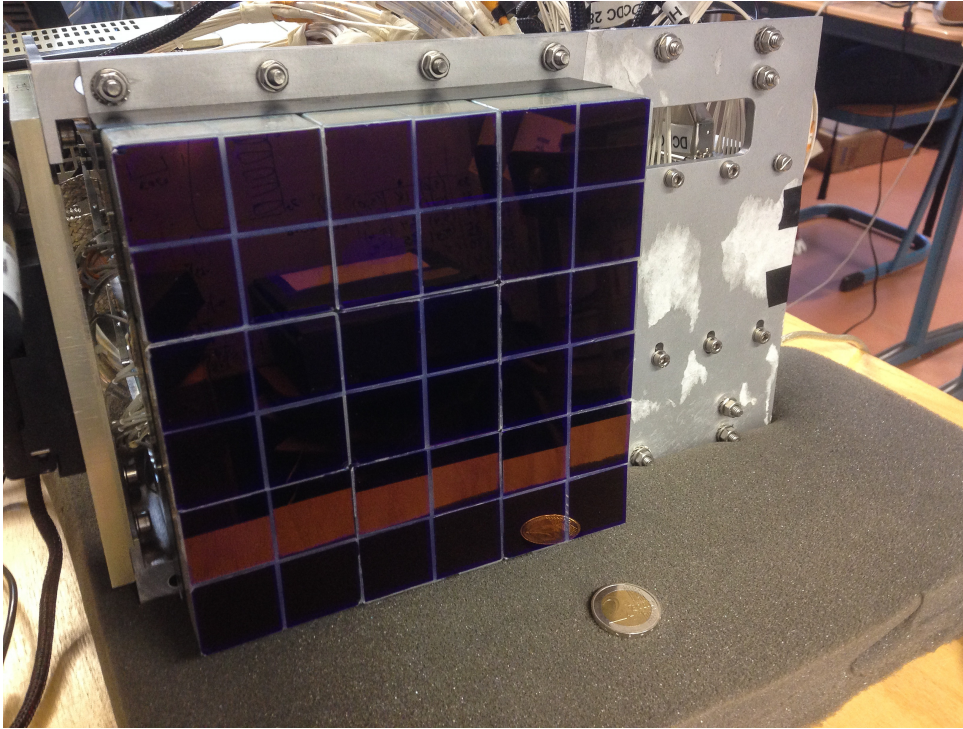


FIGURE 4.4 – Photographie du PDM d'EUSO-Balloon.

4.2.4.1 « Elementary Cell » (EC)

La difficulté de la conception des ECs est que cet ensemble de 4 MAPMTs doit pouvoir être alimenté à partir du même générateur de tension, tout en récupérant les signaux des 256 anodes. Chaque MAPMT est constitué de 12 dynodes à polariser ainsi que d'un ensemble d'électrodes de garde pour un ensemble de 14 hautes tensions pour chaque photodétecteur.

Afin de réaliser cela, une conception avec 5 PCBs montés sur 3 niveaux a été mise en œuvre. En figure 4.5, une représentation 3D d'un EC permet de distinguer les 3 niveaux. Le premier, appelé EC-HV, reçoit les 14 câbles d'alimentation provenant d'un générateur Cockcroft Walton. La carte EC-dynode, en troisième niveau, est connectée à l'EC-HV grâce à des pins passant à travers un des PCBs du deuxième niveau. Cette carte EC-dynode permet de distribuer les 14 hautes tensions aux 4 MAPMTs. Afin de récupérer les signaux des anodes, les 64 pins de chaque MAPMT traversent la carte EC-dynode du premier niveau pour être soudés sur une carte EC-anode. 4 PCB EC-anode sont utilisés pour lire les 4 PMT. Chacune de ces cartes permet la transmission des données à l'électronique de lecture en utilisant un câble souple en kapton, se finissant en un connecteur.

Autant d'électrodes de hautes tensions dans un volume si restreint est problématique lors d'un fonctionnement à basse pression (3 mbar à 40 km d'altitude). En effet, des décharges électriques se produiraient entre les électrodes si aucun isolant n'était appliqué. Une résine isolante est alors coulée afin d'enrober les cartes PCB des ECs. Cette résine est appelée « potting » par la suite. La figure 4.6 présente ainsi un EC sans « potting » et un EC avec.

Les 4 MAPMTs reçoivent un filtre UV BG3 permettant une transmission supérieure

4. EUSO-BALLOON : UN DÉMONSTRATEUR TECHNOLOGIQUE

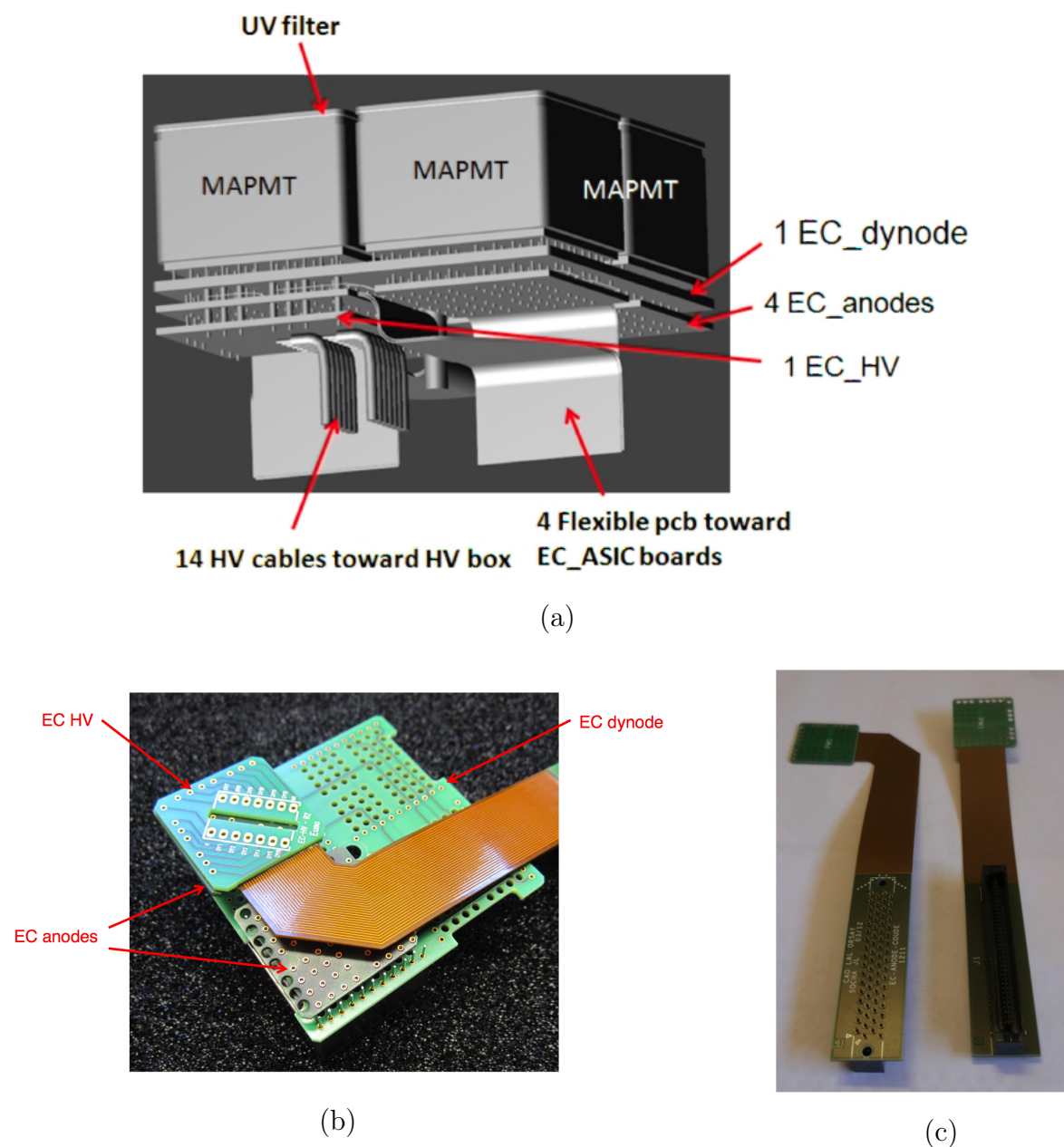
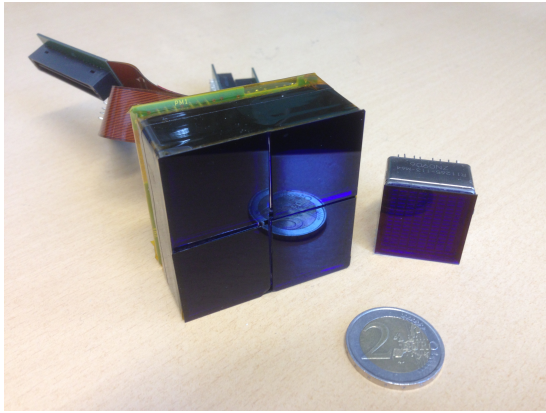
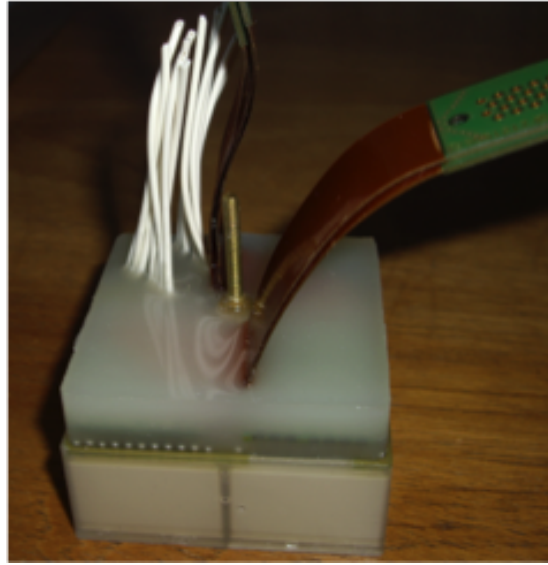


FIGURE 4.5 – (a) Vue 3D d'un EC. Les 14 câbles de hautes tensions (12 dynodes + photocathode + électrodes de garde) sont connectés au PCB appelé EC-HV. Les hautes tensions sont ensuite distribuées par l'EC-dynode aux 4 MAPMTs. EC-HV et EC-dynodes sont reliées par un jeu de « pins » passant à travers un EC-anode. Ce dernier PCB reçoit les 64 signaux d'anodes du MAPMT et un câble kapton plat permet de fournir les signaux à l'électronique de « FrontEnd ». Chaque EC dispose ainsi de 4 PCB EC-anode. (b) Assemblage d'un EC-dynode, de deux EC-anodes (sur un total de 4) et d'un EC-HV. (c) EC-anodes et leur PCB souple en kapton permettant la transmission des signaux d'anodes aux cartes ASIC.



(a)



(b)

FIGURE 4.6 – (a) Photographie d'un EC ainsi que d'un MAPMT, tous deux équipés de leur filtre UV BG3. (b) Face arrière d'un EC enrobé de résine isolante.

à 95 % dans la gamme de longueur d'onde comprise entre 290 et 430 nm, correspondant au spectre de fluorescence de l'azote. Ce filtre, visible sur la photographie en figure 4.6 (a) permet d'augmenter le rapport signal sur bruit.

Les ECs ont été assemblés par l'entreprise Matra, qui a également réalisé l'enrobage avec la résine isolante. Les 4 MAPMTs de l'EC n'étant alimentés que par une seule source de tension, il n'est pas possible d'uniformiser leur gain en jouant sur les tensions de polarisation relatives. Les 36 MAPMTs (plus 4 MAPMTs de réserve) du PDM ont donc été triés suivant leur gain avant intégration et ce afin de pouvoir grouper les MAPMTs de gain similaire dans les mêmes ECs. Ce travail de tri peut être apprécié dans [26].

4.2.4.2 Électronique de la surface focale

L'électronique est peut être l'un des domaines le plus susceptible d'évoluer au cours du développement de JEM-EUSO ou de ses projets équivalents. L'électronique présentée ici est donc propre à EUSO-Balloon et sa modification est déjà prévue pour le second vol ballon.

Les signaux d'anodes sont lus par les ASICs SPACIROC décrits dans le chapitre 3. Chaque ASIC lit les 64 signaux d'anode d'un MAPMT. Les 36 ASICs nécessaires à la lecture du PDM sont répartis sur 6 cartes appelées « ASIC-boards » ou carte ASIC. Une photographie d'une carte ASIC est présentée en figure 4.7. Les ASICs sont disposés au nombre de 3 sur chaque face de la carte, tandis que les 6 connecteurs permettant la lecture de 6 MAPMTs sont situés sur la même face.

Les données sont ensuite récupérées par la PDM-board. Cette carte récupère les signaux numérisés par les 36 ASICs. Elle permet également le déclenchement de la prise de données. Cette carte est construite autour d'un FPGA qui gère la communication avec le CPU. Les données sont ensuite transmises au « Data Processor » ou DP.

La PDM-board est alimentée par le « PDM Low Voltage Power Supply » (PDM-LVPS).

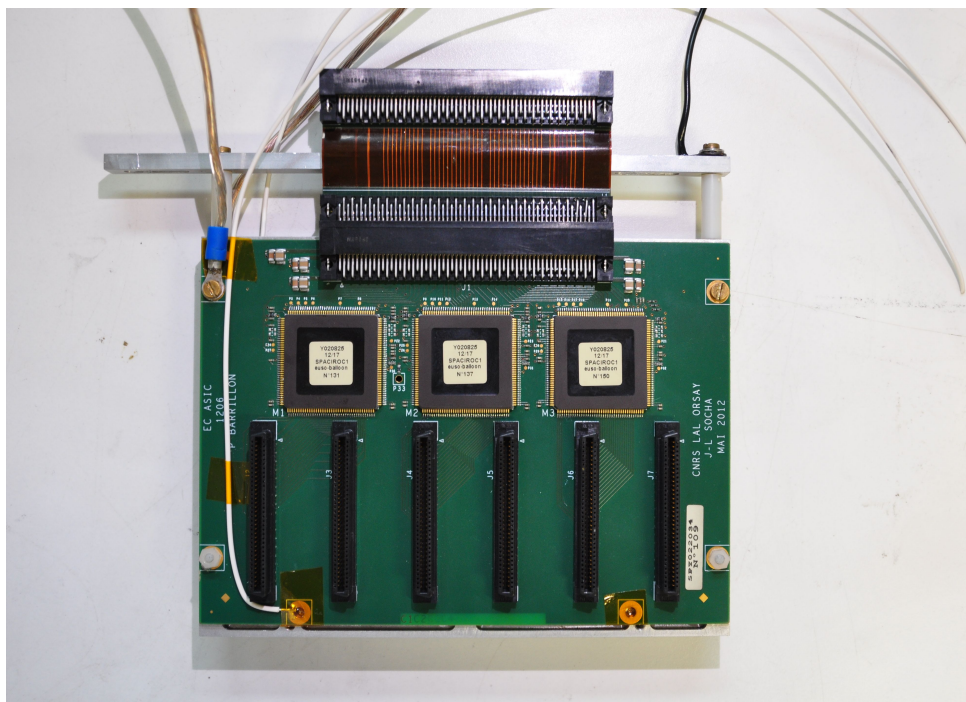


FIGURE 4.7 – Photographie d’une carte ASIC d’EUSO-Balloon. La câble kapton de couleur brune permet la communication de la carte ASIC avec la PDM-board.

Ce système permet de convertir les 28 V des batteries vers les 5 V et 12 V nécessaires à l’alimentation de la PDM-board et des ASIC-boards.

4.2.5 Le DP

Le DP est le composant contenant tous le reste de l’électronique numérique de l’instrument. Il est composé des différents sous-systèmes :

- Control Cluster Board : reçoit les données de la PDM-board, applique le second niveau de trigger (pour le prochain vol), permet le transfert des configurations d’acquisition entre le PDM et le CPU.
- CPU : gère l’acquisition des données, leur stockage, la communication avec le système de télécommunication du CNES qui transmet les données au sol et reçoit les commandes. Il permet également l’allumage de tous les sous-systèmes de l’instrument.
- Système de sauvegarde ou DST : il s’agit de deux disques SSD en miroir permettant la sauvegarde des données enregistrées en plein vol. Ce système est critique car la télémétrie ne permet pas de récupérer l’ensemble des données acquises.
- « Housekeeping system » ou HK : distribue les commandes et collecte la télémétrie des différents sous-systèmes.
- Clock Board ou CLKB : génère les « clocks » de tout le système, à savoir la « GTU clock » de 400 kHz ainsi que le « system clock » de 40 MHz utilisé pour la numérisation des données. Cette carte permet la synchronisation des événements avec la position GPS et le temps UTC.

- le receveur GPS ou GPSR : permet d'associer aux événements la position de l'instrument ainsi que le temps UTC.
- les « Low Voltage Power Supply » : distribuent les basses tensions à tous les sous-systèmes du DP.

4.2.6 La caméra IR

Comme sur JEM-EUSO, une caméra infrarouge (IR) est embarquée à bord d'EUSO-Balloon. Cet instrument est indépendant d'EUSO-Balloon et dispose de sa propre source d'alimentation et de son propre CPU, ce dernier gérant l'acquisition des images et leur sauvegarde. Une image est enregistrée toutes les 80 secondes.

La caméra IR d'EUSO-Balloon dispose de deux filtres passant centrés sur $10,8\ \mu\text{m}$ et $12\ \mu\text{m}$ avec une largeur de $0,85\ \mu\text{m}$. Le senseur est un micro-bolomètre composé de 640×480 pixels pour une taille totale de $16 \times 12\ \text{mm}^2$. La caméra dispose d'une optique avec un champ de vue de 45° permettant de couvrir largement la surface observable par EUSO-Balloon qui dispose d'un champ de vue de 12° .

L'utilisation de ce prototype doit permettre :

- de valider les concepts développés pour cet instrument ;
- d'obtenir des données réelles avec une caméra basée sur un micro-bolomètre ;
- de valider les bandes passantes en longueur d'onde choisies ;
- de valider les algorithmes de reconstruction de la hauteur de nuages.

4.3 Le vol en ballon stratosphérique ouvert

EUSO-Balloon est meut par un ballon stratosphérique ouvert (BSO), gonflé à l'hélium, opéré par le CNES. Ce type de ballon permet d'atteindre des altitudes de l'ordre de 40 km et de maintenir cette altitude sur une durée de l'ordre du jour. Un ballon stratosphérique est dit ouvert lorsqu'il dispose de manches d'évacuation du surplus d'hélium, évitant ainsi toute surpression de l'enveloppe à haute altitude. Un BSO dispose d'un clapet à son sommet pour amorcer la descente.

Le ballon utilisé pour le premier vol d'EUSO-Balloon a été rempli avec $400\ 000\ \text{m}^3$ d'hélium. L'instrument est relié à l'enveloppe par la chaîne de vol qui comprend les parachutes, les réflecteurs radar, la nacelle de servitude opérationnelle et les répondeurs radar. La nacelle de servitude opérationnelle permet de « piloter » le ballon en commandant les ballasts et le clapet. L'ouverture de ce dernier permet de faire perdre de l'altitude au ballon. Une nacelle de télémétrie est également embarquée afin de commander l'instrument scientifique, de récupérer les statuts des différents sous-systèmes et de récupérer des données de mesures. L'ensemble enveloppe, chaîne de vol et instrument mesure environ 300 m de long. La figure 4.8 est un schéma de l'ensemble de la chaîne de vol.

La nacelle pointe en direction du nadir et est soumise aux rotations autour de la chaîne de vol. Sur ce type de ballon, le mouvement de balancier est négligeable et n'est pas pris en compte lors de la reconstruction de l'attitude de la nacelle. Cette dernière est également équipée d'une centrale inertielle permettant de reconstruire l'azimut et la position géographique est mesurée continuellement grâce à deux GPS en redondance.

4. EUSO-BALLOON : UN DÉMONSTRATEUR TECHNOLOGIQUE

Une surveillance continue des conditions météorologiques est effectuée afin de prévoir les déplacements de la nacelle. La prévision de la trajectoire de descente, soumise à l'effet des vents, permet de déterminer une zone d'atterrissage. La séparation de l'enveloppe avec le reste de la chaîne de vol est effectuée lorsque la zone d'atterrissage estimée correspond à une zone facile d'accès permettant la récupération de la nacelle dans les meilleures conditions possibles pour les équipes au sol mais aussi pour l'intégrité de l'instrument. Toutefois, malgré la sélection d'une zone d'atterrissage disposant de peu de lacs, EUSO-Balloon a fini son premier vol par un amerrissage au centre d'une de ces étendues d'eau. La nacelle est alors hélitreuillée depuis le lac vers un véhicule de transport permettant le retour de l'instrument à la base de lancement dans les 24 heures suivant le vol.

Les systèmes d'amortissement à l'amerrissage ainsi que les flotteurs ont parfaitement remplis leur rôle ce qui a permis de récupérer une nacelle sans dommages apparents. L'étanchéité a également été assurée puisqu'aucune trace d'eau n'aura été observée à l'intérieure du compartiment électronique.

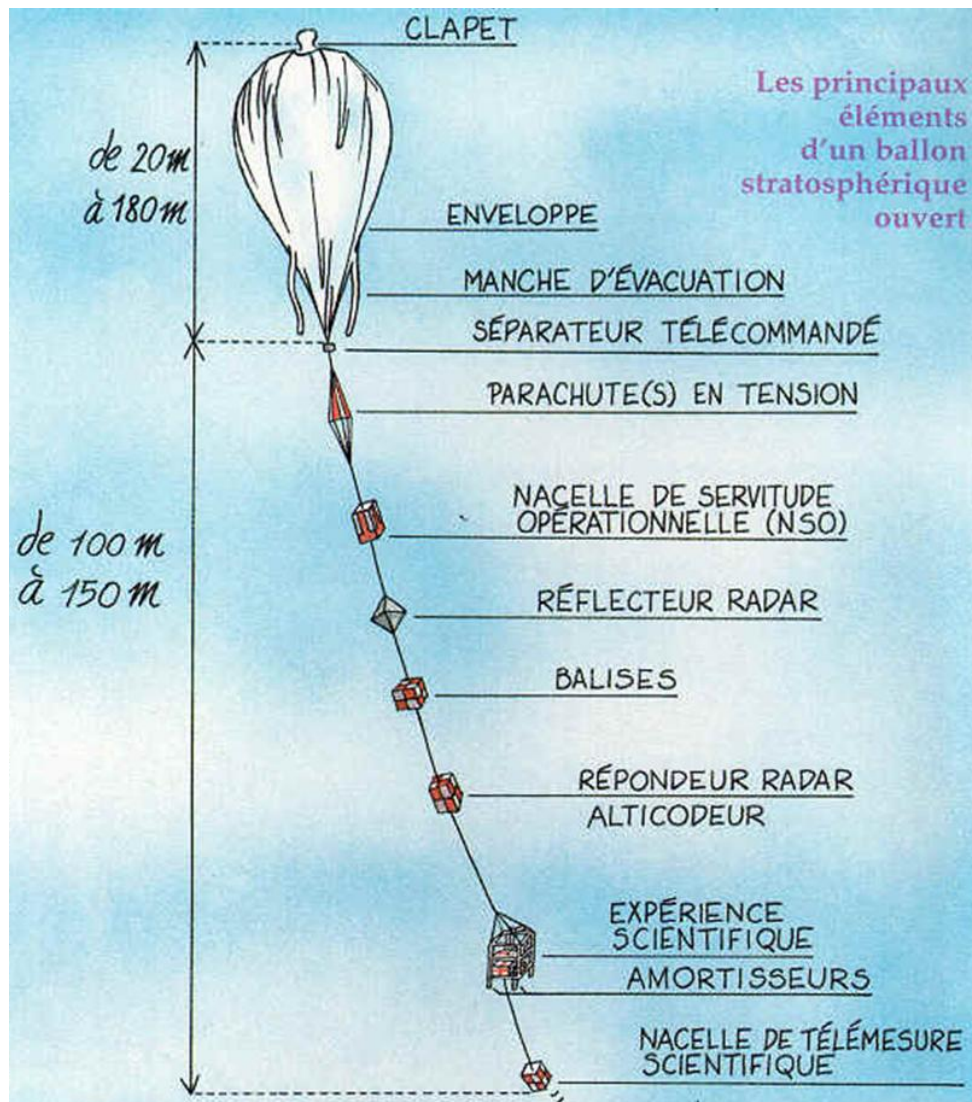


FIGURE 4.8 – Schéma d'un ballon stratosphérique ouvert et de sa chaîne de vol. Sur ce dessin, le système de télémétrie est accroché sous l'instrument. EUSO-Balloon effectuant des mesures au nadir, le système est intégré dans le compartiment contenant toute l'électronique de l'instrument. Dessin extrait du site internet du CNES.

Troisième partie

Intégration, tests et calibration
d'EUSO-Balloon

Chapitre 5

Principe de mesure en photodétection au photoélectron unique

On parle de photodétection au photoélectron unique lorsque le flux de lumière est si faible que les photons peuvent être comptés un par un. La conversion de ces photons par le PMT produit des photoélectrons qui sont eux-même comptés un par un à l'aide d'un montage discriminateur.

Le but de ce chapitre est de présenter les notions et paramètres permettant de comprendre le fonctionnement d'un PMT dans un tel régime et de définir les paramètres permettant de quantifier sa réponse.

Le chapitre commence par une première partie décrivant le fonctionnement d'un PMT. Puis dans un second temps, le matériel nécessaire à la détection au photoélectron unique avec un PMT sera présenté.

5.1 Notions sur les tubes photomultiplicateurs et leur électronique de lecture

Le tube photomultiplicateur est un détecteur photosensible permettant de transformer l'information lumineuse en information électrique. Le principe de base repose sur la production d'électrons par effet photoélectrique induit par un photon arrivant sur une photocathode. Les électrons ainsi produit sont collectés et multipliés par un jeu d'électrodes, appelées dynodes. La multiplication permet de créer un signal mesurable par une électronique de lecture. La figure 5.1 présente schématiquement les constituants génériques d'un PMT.

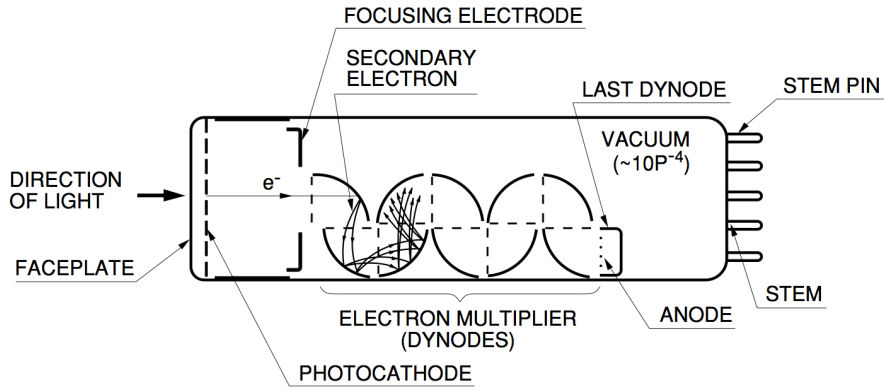
Nous présentons dans la suite les deux composants principaux d'un PMT, à savoir la photocathode et les dynodes ainsi que les notions permettant de caractériser leur réponse. Cette partie permet également d'exposer les spécificités des tubes photomultiplicateurs multi-anodes utilisés pour EUSO-Balloon.

5.1.1 Construction et caractéristiques des PMTs

5.1.1.1 Photocathode et efficacité quantique

La photocathode est un semi-conducteur déposé sur la fenêtre d'entrée et permet la conversion de l'énergie lumineuse en électrons par effet photoélectrique. L'efficacité de

5. PRINCIPE DE MESURE EN PHOTODÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE



THBV3_0201EA

FIGURE 5.1 – Constitution d’un tube photomultiplicateur de type « head-on » avec photocathode semi-transparente. Un photon passe à travers la fenêtre d’entrée pour atteindre la photocathode et interagir par effet photoélectrique. Le photoélectron émis dans le tube à vide est focalisé par des électrodes pour être collecté sur la première dynode. L’émission d’électrons secondaires, collectés par la seconde dynode initie le processus d’électromultiplication. L’émission secondaire est répétée sur chaque dynode jusqu’à collection des électrons sur l’anode, permettant une lecture du signal par une électronique dédiée. La conception d’un PMT peut varier suivant les applications voulues, avec des structures de dynodes différentes ou des photocathodes en réflexion. Figure extraite de [55].

cette conversion dépend de l’énergie des photons (donc de la longueur d’onde associée) et est caractérisée par l’efficacité quantique. L’efficacité quantique de la photocathode s’exprime :

$$\eta(\nu) = \frac{N_{pe}}{N_\nu} \quad (5.1)$$

avec N_{pe} le nombre de photo-électrons émis dans le vide et N_ν le nombre de photons de longueur d’onde ν reçus sur la photocathode. Elle est exprimée en pourcentage. Cette efficacité quantique dépend entre autre de la probabilité que le photon incident produise un effet photoélectrique produisant un électron qui peut alors atteindre la surface de la photocathode, de la probabilité d’émettre un électron dans le vide ainsi que des coefficients de réflexion et d’absorption des photons. La réponse spectrale des tubes photomultiplicateurs multi-anodes R11265-M64 utilisé pour EUSO-Balloon est présentée en figure 3.10.

5.1.1.2 Étage d’électro-multiplication et gain

Les photo-électrons émis par la photocathode sont ensuite collectés sur la première dynode. L’application d’une différence de potentiel entre la photocathode et cette première dynode permet d’accélérer et de collecter les électrons sur celle-ci. Cependant, une partie des électrons n’arrivent pas sur la première dynode. La probabilité qu’un électron soit collecté par la première dynode est caractérisée par l’efficacité de collection α :

$$\alpha = \frac{N_{pe \text{ emis}}}{N_{pe \text{ collecte sur d1}}} \quad (5.2)$$

5.1 Notions sur les tubes photomultiplicateurs et leur électronique de lecture

exprimée en pourcentage et correspond donc à la quantité d'électrons collectés sur la première dynode sur la quantité d'électrons émis par la photocathode. Évidemment, cette efficacité de collection dépend de l'intensité du champ électrique (et donc de la tension) entre la photocathode et la première dynode. Considérant les MAPMTs M64 utilisés pour EUSO-Balloon, l'efficacité de collection typique annoncée par Hamamatsu est de l'ordre de 70 %.

L'électron accéléré arrivant sur la première dynode crée δ_1 électrons secondaires. Ces électrons secondaires sont accélérés vers les dynodes suivantes toujours grâce à une différence de potentiel appliquée aux électrodes. En arrivant sur chaque dynode, un électron crée δ_i électrons secondaires avec i l'indice correspondant à la dynode. La figure 5.2 présente la structure des dynodes des MAPMTs utilisés sur EUSO-Balloon. Le nombre d'électrons secondaires créés dépend évidemment de la différence de potentiel appliquée entre les dynodes

$$\delta = a.V^k \quad (5.3)$$

avec a une constante, V la différence de potentiel et k une constante dépendant de la structure et du matériau de la dynode. On définit le gain d'un tube photomultiplicateur à n dynodes

$$\mu = \alpha \prod_{i=1}^n \delta_i. \quad (5.4)$$

avec α l'efficacité de collection. En utilisant 5.3 dans 5.4, et en considérant le cas d'un PMT utilisant un diviseur de tension de rapport constant entre les dynodes (V est constant pour les différentes dynodes), on obtient ainsi

$$\mu = \alpha (a.V^k)^n = A.V^{kn} \quad (5.5)$$

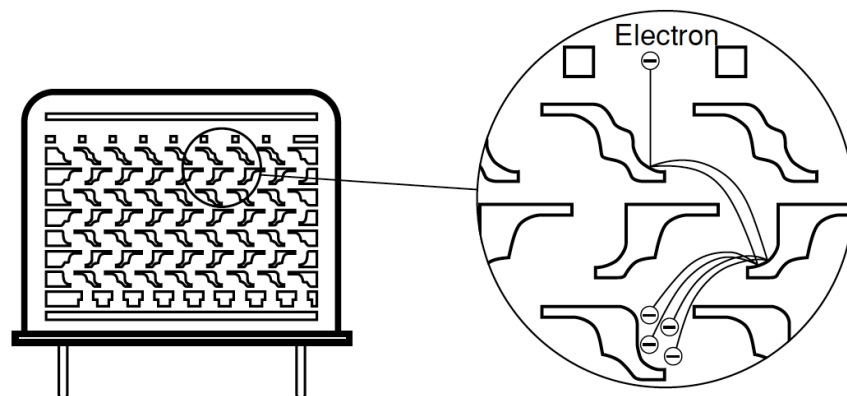
avec $A = \alpha a^n / (n+1)^{kn}$ et V la tension de polarisation. On remarque ainsi que le gain d'un tube photomultiplicateur est proportionnel à la puissance kn de la tension de polarisation.

Dans le cas des MAPMTs de JEM-EUSO, le gain moyen est de l'ordre de $\sim 2 \times 10^6$ à une polarisation de 950 V sur la photocathode et de $\sim 6 \times 10^6$ à 1100 V la limite constructeur.

Remarque sur la tension limite de polarisation Cette limite est imposée par le courant d'anode des PMTs. Ce courant d'anode peut être observé lorsqu'un PMT est opéré dans un environnement complètement noir. Les principales sources de courant d'anode, aussi appelé « dark current », sont :

- l'émission thermoionique de la photocathode et des dynodes ;
- les courants de fuites entre les anodes ou les autres électrodes dans le tube ou bien avec les parois ;
- l'émission d'électrons sous un fort champ électrique.

À forte tension de polarisation, les électrons sont arrachés des dynodes, entraînant une forte augmentation du courant d'anode. Ce fort courant entre les dynodes peut alors considérablement réduire la durée de vie des tubes photomultiplicateurs. Le constructeur



(7) Metal Channel Dynode Type

FIGURE 5.2 – Schéma de l'étage d'électro-multiplication des R11265-M64. Un tel assemblage est dit « metal channel ». Ce montage permet de disposer de 64 anodes en sortie du PMT. La figure est extraite de [55].

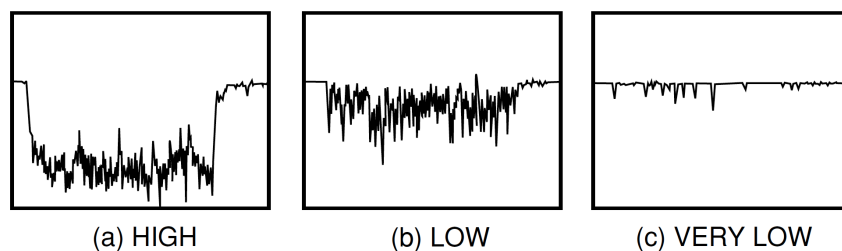


FIGURE 5.3 – Signal d'anode observé par un oscilloscope en fonction des niveaux de lumière. La figure est extraite de [55].

des PMTs recommande une tension limite de polarisation au-delà de laquelle le courant d'anode peut augmenter fortement.

5.1.2 Mode de comptage des photons

La caractéristique principale d'EUSO-Balloon réside dans le mode d'utilisation des MAPMTs. Les quantités de lumière à observer sont si faibles que ces derniers sont utilisés en mode de comptage de photons. La figure 5.3 présentant le signal d'anode d'un PMT observé sur un oscilloscope permet d'illustrer ce mode de comptage. Il est caractérisé par l'absence de composante continue qui n'est visible que lorsque le PMT est soumis à une forte intensité lumineuse (cas (a)). La quantité de photons arrivant sur la photocathode est si faible que les photo-électrons ne sont plus produits simultanément et produisent des signaux distincts (cas (c)). Le cas (b) au contraire présente de nombreux empilements ¹.

1. « pile-up » en anglais

Dans le cas où les photons arrivent distinctement sur la photocathode, les signaux produits par le PMT sont eux aussi distincts ce qui permet de faire du comptage en utilisant un comparateur. Cette technique permet d'obtenir un excellent rapport de signal à bruit en sélectionnant un seuil permettant de discriminer le signal du bruit électronique. Au contraire, avec un intégrateur tel qu'un ADC, le signal provenant de la détection d'un photon peut être sommé avec le bruit électronique. Il en résulte alors que la charge intégrée est faussée par le bruit.

5.1.3 Définition de l'efficacité de détection

L'efficacité de détection est simplement définie par le rapport du nombre de détections (le nombre de coups enregistrés par l'électronique) sur le nombre de photons arrivant à la surface du MAPMT. Associé avec un discriminateur, l'efficacité de détection de la chaîne ne dépend donc pas uniquement du photodétecteur. En effet, même si un photoélectron est produit par la photocathode, qu'il est capté par la première dynode entraînant une cascade d'électrons arrivant sur l'anode, le signal a une certaine probabilité de produire une impulsion ne passant pas le seuil du discriminateur. Cet effet peut être apprécié en considérant la figure 6.2 qui présente le spectre à un photoélectron d'un pixel de MAPMT enregistré avec un QDC. La première gaussienne tronquée en hauteur représente le piédestal. Il est évident que le seuil de détection doit être placé après le piédestal afin de rejeter le bruit électronique. Cependant, si le seuil est réglé trop haut, le pic à un photoélectron sera tronqué, entraînant nécessairement la réjection d'une partie des signaux. La largeur du pic à un photoélectron dépend de la fluctuation du gain qui est principalement gouvernée par la fluctuation du nombre d'électrons secondaires créés par la première dynode. On définit donc l'efficacité de détection par

$$\epsilon(\mu, V, threshold) = \frac{N_{detections}}{N_{photons}} = \eta(\nu) \cdot \alpha(V) \cdot \beta(threshold) \quad (5.6)$$

avec β la proportion de signaux sélectionnés par le discriminateur. Cela correspond à l'aire sous la courbe au-dessus du seuil, matérialisée par le triangle rouge sur la figure 6.2, par rapport à l'aire totale sous la courbe du pic à un photoélectron (la ligne en pointillés rouges permet de modéliser la part de signal noyée dans le bruit).

Dans le cas de la détection des rayons cosmiques par la méthode de fluorescence, la détermination de l'efficacité de détection est critique, puisque l'énergie de la gerbe est directement reliée au nombre de photons émis. La réponse du détecteur doit donc être connue afin d'être capable de reconstruire l'énergie des gerbes atmosphériques. Dans le cadre d'EUSO-Balloon, la détermination de l'efficacité de détection est nécessaire afin de pouvoir mesurer le bruit de fond UV émis pendant la nuit. Cette calibration permet également de quantifier les performances du détecteur de fluorescence à MAPMT construit pour la détection spatiale des RCUHE et de comparer ses performances avec d'autres types de photo-détecteurs (SiPM par exemple).

5.2 Matériel utilisé pour la photodétection

Dans cette section, le matériel utilisé pour la photodétection, en dehors des MAPMTs et de leur électronique de lecture (les cartes ASICs lues par la PDM-board), est décrit.

5. PRINCIPE DE MESURE EN PHOTODÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE

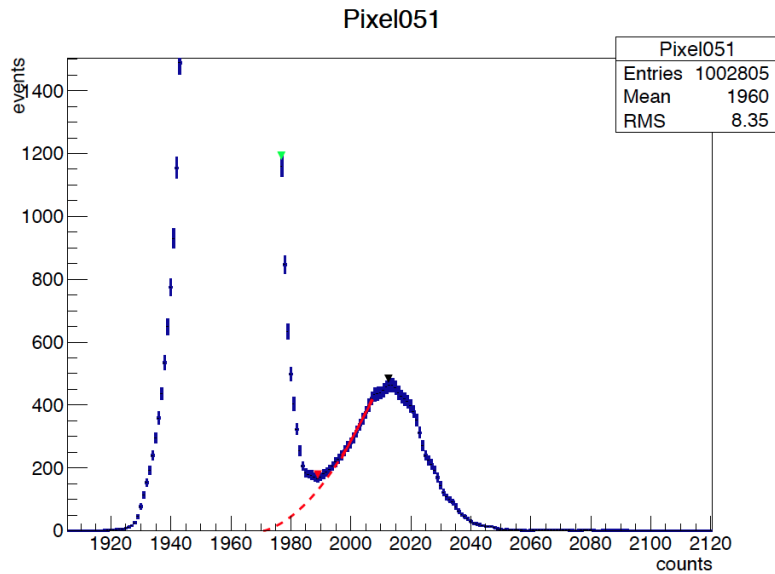


FIGURE 5.4 – Spectre de charge du photo-électron unique pour le pixel 51 du MAPMT D de l'EC 109 mesuré avec un QDC (« Charge to Digital Converter »). Le premier pic, tronqué, est appelé piédestal et correspond au bruit électronique (fluctuation de la ligne de base). Le deuxième est le signal du photo-électron unique et sa largeur correspond à la fluctuation du gain pour le pixel considéré. La région entre les deux pics est appelée la vallée. La charge est exprimée en nombre de coups codant la charge. Extrait de [26].

Seront décrits la boîte noire permettant d'effectuer des mesures sans contamination par de la lumière parasite ainsi que la source de lumière qui doit être parfaitement maîtrisée. La figure 5.5 présente le schéma général du dispositif dont les différents composants sont décrits par la suite.

5.2.1 La boîte noire

Pour tout travail de caractérisation de PMTs, ces derniers doivent être opérés dans un environnement obscur et cela pour deux raisons. La première est que ces détecteurs fonctionnent à des gains élevés (de l'ordre de $\sim 10^6$ à 950 V dans le cas des MAPMTs utilisés sur EUSO-Balloon) et toute exposition à la lumière ambiante les endommagerait de manière irréversible. La seconde est que toute source de lumière non contrôlée fausserait les mesures de calibration. L'un des moyens utilisés pour vérifier que notre banc de test est bien obscur est d'utiliser un PMT de référence à chaque fois qu'une modification aura été faite sur la boîte noire (passage de câbles à travers la structure par exemple). On peut considérer que l'environnement est « complètement obscur » lorsque le taux de détection est compatible avec le courant d'anode du PMT. Ainsi, pour avoir un ordre de grandeur on peut se référer aux données constructeur concernant ce courant d'anode pour les MAPMTs M64. Annoncé à 4 nA, cela correspond pour un gain de 10^6 à $2,5 \cdot 10^4$ photoélectrons par seconde et considérant une efficacité de 28% un flux lumineux de $9 \cdot 10^4$ photons par seconde. Considérant la surface de la photocathode ($\sim 5,3 \text{ cm}^2$) on obtient une irradiance de l'ordre de $9 \cdot 10^4 \text{ ph.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Pour comparaison, la lumière ambiante dans le laboratoire correspond à une irradiance de l'ordre de $10^{14} \text{ ph.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

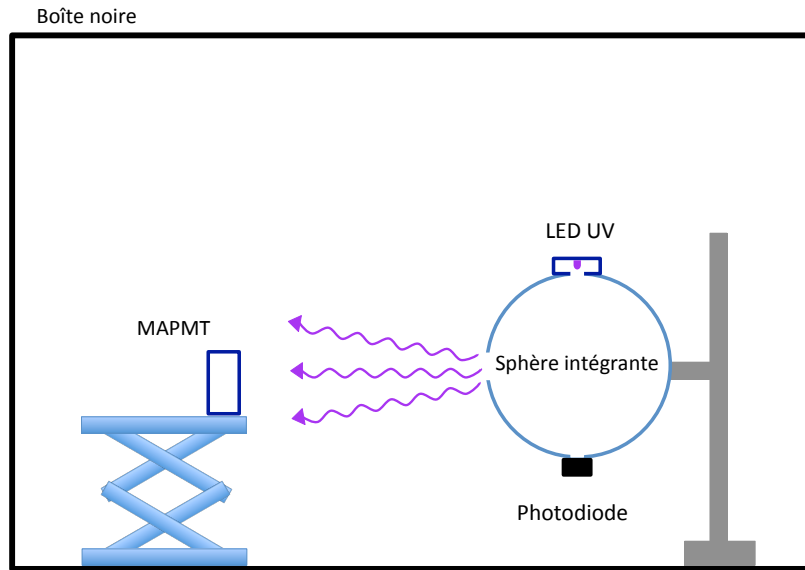


FIGURE 5.5 – Schéma du montage présentant la boîte noire avec à l'intérieur la source de lumière, la sphère intégrante, le détecteur de référence et le MAPMT.

Pour travailler à de tels niveaux tout en maintenant un accès facile au matériel et ce plusieurs fois par jour voire par heure, une boîte noire étanche à la lumière est utilisée. Elle est construite en bois pour faciliter les modifications ou la fixation de matériel à l'intérieur. Chaque face de la boîte est une planche de contreplaqué de l'ordre de 1,5 cm d'épaisseur. Cette épaisseur facilite le travail du bois et notamment au niveau des arrêtes où les photons ne doivent pas pouvoir pénétrer en ligne droite. Ainsi, les planches sont emboîtées et vissées. L'intérieur est peint en noir mat ou bien recouvert de papier velours noir afin de limiter au maximum les réflexions. Le mécanisme d'ouverture sur charnières se doit lui aussi de limiter les fuites de lumière. Des réglettes métalliques noires en chicane sur tout le pourtour de la porte empêchent là aussi la lumière de pénétrer par trajet direct. Bien entendu, les nombreux câbles d'alimentation, de lecture des signaux et autres doivent passer par des connecteurs spécifiques afin d'éviter les fuites de lumière. De tels connecteurs étant difficiles à se procurer, nombre d'entre eux ont été fabriqués ou adaptés. Enfin les dimensions de la boîte doivent être assez grandes ($\sim 120 \times 80 \times 80$ cm) pour disposer d'assez de recul afin d'illuminer uniformément une surface à partir d'une source lumineuse de Lambert.

Un aspect important concerne les mécanismes de protection. Une ouverture intempestive de la boîte sans couper l'alimentation des PMTs détruirait ces derniers, le niveau de lumière augmentant brusquement (un courant élevé sur les dynodes entraîne leur destruction). Les délais à tenir sur ce projet (l'intégration et les tests de la caméra d'EUSO-Balloon se sont fait en un an seulement) entraînent forcément des périodes de forte activité où, fatigue et stress se mélangeant, la probabilité de détruire des PMTs (voir l'ensemble de la caméra) augmente fortement. Ainsi, la boîte noire est équipée d'un dispositif obligeant la déconnexion des câbles de hautes tensions de la photocathode ainsi que des 4 premières dynodes avant ouverture. Même en oubliant d'éteindre ces hautes tensions, la collection

5. PRINCIPE DE MESURE EN PHOTODÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE

des photo-électrons étant nulle après coupure, les tubes photomultiplicateurs ne peuvent être endommagés².

5.2.2 Source de lumière

L'un des points important du banc de test est tout simplement la source lumineuse. Si cela semble évident il n'en demeure pas moins délicat à mettre en place. En effet, comme nous avons montré précédemment, la source lumineuse doit être parfaitement contrôlée et l'on travaille typiquement avec une précision de l'ordre du dixième de photoélectron par GTU. La source lumineuse elle-même consiste en une diode électroluminescente (DEL) dans le domaine UV. Deux types ont été utilisés, centrés sur les longueurs d'onde de 378 nm et 398 nm avec une largeur de quelques nm. Elles sont alimentées par une source de tension (une résistance en série de 50 Ω leur est donc associée) réglable au dixième de mV. Cependant, une source lumineuse seulement constituée d'une DEL est difficile à utiliser. En effet, chaque DEL possède une certaine ouverture spatiale et ne peut être utilisée pour éclairer uniformément une surface. De plus, les diodes n'étant pas des sources de lumière calibrées, un détecteur de référence calibré doit être utilisé. Il sera vu qu'une photodiode, disposant d'un gain ~ 1 , est utilisée. L'utilisation d'un diviseur d'intensité (une surface réfléchissante permettant de diffuser la lumière) est donc nécessaire afin d'adapter les gains des MAPMTs avec celui de la photodiode (il faut un flux lumineux bien plus important arrivant sur la photodiode que sur les MAPMTs). La sphère intégrante est un moyen élégant de résoudre ce problème.

La sphère intégrante

La sphère intégrante consiste en une sphère dont la surface interne est recouverte par un matériau diffusant blanc à fort coefficient de réflexion. Sa fonction est d'intégrer spatialement le flux lumineux d'une source. Cela veut dire que par de multiples réflexions, les caractéristiques spatiales d'une source sont détruites tout en préservant la puissance lumineuse générée.

Pour comprendre le fonctionnement d'une sphère intégrante, il faut commencer par présenter l'échange lumineux entre deux surfaces diffusantes. La fraction d'énergie lumineuse transmise par une surface dA_1 à une surface dA_2 est définie par le facteur d'échange :

$$dF_{d1 \rightarrow d2} = \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{\pi S^2} dA_2 \quad (5.7)$$

avec θ_1 et θ_2 les angles par rapport à la normale des surfaces (voir figure 5.6). En considérant maintenant notre sphère de rayon R (voir figure 5.7, la distance S entre les deux éléments de surface est $S = 2R\cos\theta_1 = 2R\cos\theta_2$ menant à une expression du facteur d'échange lumineux :

$$dF_{d1 \rightarrow d2} = \frac{dA_2}{4\pi R^2}. \quad (5.8)$$

2. Au pire, le physicien effectuant l'ouverture peut subir une décharge de quelques centaines de volt (avec un ampérage très faible dû à la limite des sources d'alimentation) en débranchant les câbles de hautes tensions le rappelant à l'ordre

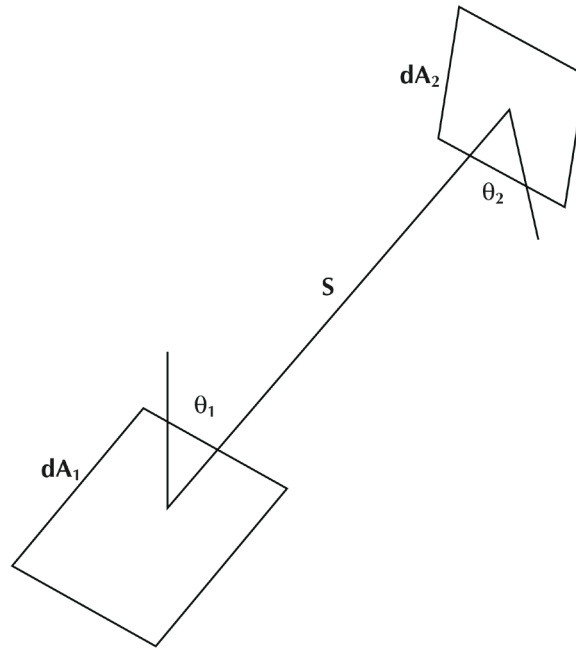


FIGURE 5.6 – Échange lumineux entre deux éléments de surface. Extrait de [66].

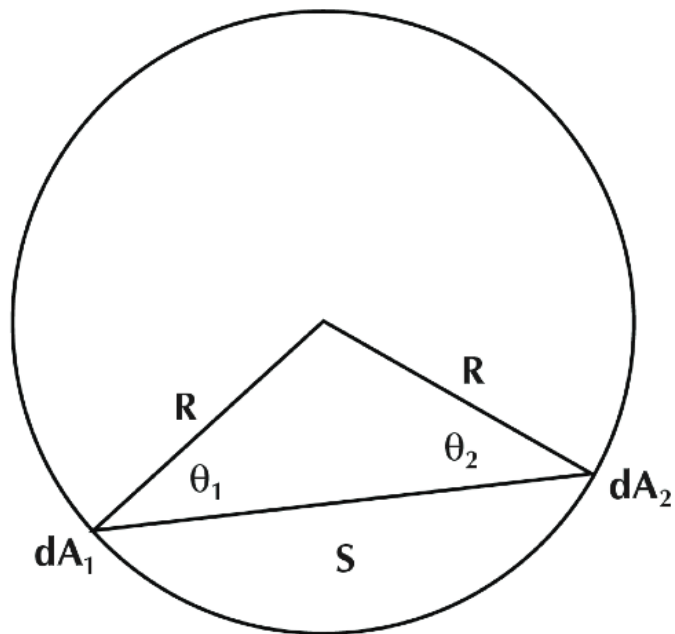


FIGURE 5.7 – Échange lumineux entre deux éléments de surface à l'intérieur d'une sphère. Extrait de [66].

5. PRINCIPE DE MESURE EN PHOTODÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE

L'équation ne dépendant pas de d_1 , si l'échange lumineux se fait avec une surface A_2 finie on obtient :

$$F_{1 \rightarrow 2} = \frac{A_2}{4\pi R^2} = \frac{A_2}{A_s} \quad (5.9)$$

avec A_s la surface interne de la sphère. Cela veut dire que l'échange d'énergie lumineuse entre n'importe quel point de la surface interne de la sphère et une surface A_2 est le simple rapport de la surface A_2 sur la surface interne de la sphère. Typiquement, la surface A_2 correspondra à la surface d'une ouverture de sortie de la sphère.

Calculons maintenant la radiance³ L_s produite par une sphère intégrante. Une surface A illuminée par un flux incident Φ_i produit une radiance

$$L = \frac{\Phi_i \rho}{\pi A} \quad (5.10)$$

avec ρ la réflectivité de la surface. Dans le cas d'une sphère intégrante, le flux incident doit passer à travers une ouverture d'une surface A_i et une ouverture de sortie A_e permet d'illuminer un objet. Après une première réflexion le flux reçu sur la surface interne de la sphère est

$$\Phi_{s,1} = \Phi_i \rho \frac{(A_s - A_i - A_e)}{A_s} \quad (5.11)$$

avec la quantité entre parenthèse qui est la surface interne de la sphère tenant compte des ouvertures. Ces dernières seront prises en comptes par la suite par le facteur $(1 - f)$ avec f la fraction de surface occupée par les ouvertures ($f = \frac{(A_i + A_e)}{A_s}$). Après une seconde réflexion, ce flux s'écrit

$$\Phi_{s,2} = \Phi_i \rho^2 (1 - f)^2 \quad (5.12)$$

et après n réflexions

$$\Phi_{s,n} = \Phi_i \rho (1 - f) \{1 + \rho(1 - f) + \dots + \rho^{n-1}(1 - f)^{n-1}\} \quad (5.13)$$

qui pour n tendant vers l'infini donne

$$\Phi_{s,n} = \frac{\Phi_i \rho (1 - f)}{1 - \rho(1 - f)}. \quad (5.14)$$

L'expression de la radiance L_s de la sphère s'écrit donc

$$L_s = \frac{\Phi_{s,n}}{\pi(A_s - A_i - A_e)} = \frac{\Phi_i}{\pi A_s} \times \frac{\rho}{1 - \rho(1 - f)} \quad (5.15)$$

L'équation 5.15 permet donc de prédire la radiance de la sphère en fonction du flux incident. Elle peut s'étendre à plusieurs ouvertures dans la sphère. Cependant, la fraction totale de la surface des ouvertures sur la surface interne de la sphère doit rester inférieure à 5% afin de ne pas perdre les propriétés d'intégration spatiale de flux radiant de la

3. La radiance est la quantité de radiation émise par une surface dans un certain angle solide. Elle s'exprime en $W.m^{-2}.sr^{-1}$.

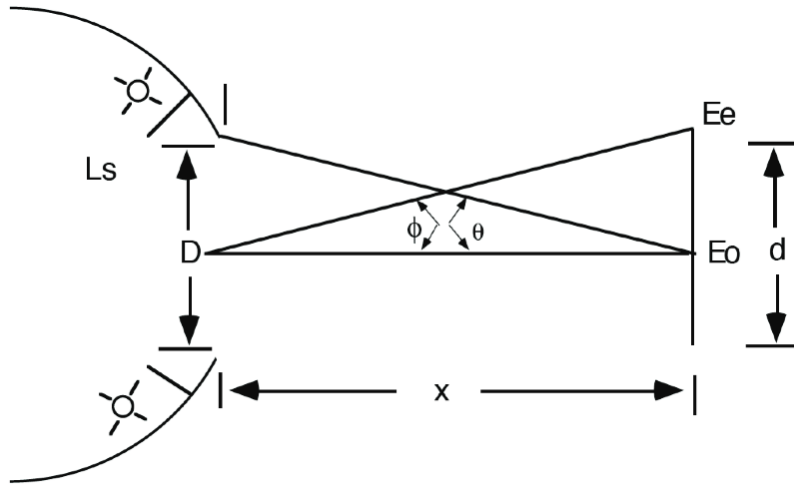


FIGURE 5.8 – Schéma présentant l'uniformité de l'illumination d'un objet avec E_0 l'irradiance axiale et E_e l'irradiance sur les bords d'un objet. Extrait de [66].

sphère [67]. De plus, le rayon de la sphère diminuant, la radiance augmente mais cela se fait également au détriment de l'intégration spatiale de la source.

D'après les équations 5.9 et 5.15, toute l'énergie qui sort à travers un port de surface A_2 est simplement la fraction A_2/A_s de l'énergie reçue par l'intérieur de la sphère. L'énergie reçue/émise par la sphère étant proportionnelle au flux incident à l'entrée, l'énergie sortant de la sphère est proportionnelle à l'énergie entrante.

Un point important concernant l'utilisation de la sphère intégrante est qu'elle permet de disposer d'une source lambertienne. Une source lambertienne présente une radiance uniforme, i.e indépendante du point de vue. Cependant, pour nos applications, la surface focale (surface des PMTs) est considérée comme plane vis à vis de la source et des distances de recul disponibles dans la boîte noire. Dans ce cas, la quantité de lumière reçue par chaque pixel n'est pas uniforme et s'exprime par l'irradiance⁴. La figure 5.8 schématise une telle situation. Comme il sera présenté plus tard, la calibration d'un détecteur nécessite que ce dernier reçoive la même quantité de lumière sur l'ensemble de sa surface. L'uniformité de cette illumination, qualifiée grâce au rapport de l'irradiance au bord d'un objet par rapport au centre est calculable par la quantité :

$$\frac{E_e}{E_o} = \frac{1}{2\sin^2\theta} \left(1 - \frac{1 + (x/r)^2 - (R/r)^2}{\sqrt{[1 + (x/r)^2 + (R/r)^2]^2 - 4(R/r)^2}} \right) \quad (5.16)$$

avec θ la demi-taille angulaire du port de sortie vu par l'objet illuminé, x la distance de l'objet par rapport au port de sortie de la sphère, $R = D/2$ le rayon du port de sortie et $r = d/2$ le rayon de l'objet.

4. L'irradiance est le flux reçu par une surface plane et s'exprime donc en $W.m^{-2}$.

5. PRINCIPE DE MESURE EN PHOTODÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE

Le détecteur de référence

Comme nous l'avons vu précédemment, l'équation 5.9 permet de calculer l'échange lumineux de la sphère avec une surface A_2 . Cette caractéristique essentielle permet de disposer un détecteur de référence sur un port de la sphère intégrante et d'adapter l'intensité lumineuse qu'il recevra comparé au détecteur devant être caractérisé (à savoir le PMT). En effet, si la surface A_2 représente la surface sensible du détecteur de référence, et une surface A_3 la surface du détecteur à caractériser, l'adaptation des gains peut se faire en réduisant la surface A_3 comparé à A_2 .

Dans notre cas, le détecteur de référence utilisé est une photodiode NIST⁵, modèle PD300-UV fabriqué par Ophir. Elle présente une large plage dynamique, s'étendant de 20 pW à 3 mW avec une résolution de l'ordre du pW et une erreur de $\pm 1,5\%$ dans la bande UV/visible. Le courant délivré par la photodiode est lu grâce à un pico-ampèremètre, le Laserstar Ophir, qui permet une lecture avec une précision de 0.5%. Le pico-ampèremètre applique automatiquement la courbe de calibration absolue de la photodiode. En renseignant la longueur d'onde de la lumière mesurée, l'instrument convertit automatiquement le courant en une puissance qui est alors affichée en temps réel.

5. « National Institute of Standards and Technology »

Chapitre 6

Détection au photoélectron unique avec EUSO-Balloon - Égalisation des gains

Afin de réaliser du comptage de photons, l'ASIC SPACIROC d'EUSO-Balloon est construite autour d'un pré-amplificateur et d'un comparateur. Ce mode permet de disposer d'un excellent rapport signal sur bruit puisqu'il permet de ne sélectionner que les impulsions disposant d'une amplitude suffisante pour être supérieure à une valeur seuil. Le choix de ce seuil a un impact sur l'efficacité de détection de l'ensemble de la chaîne comme il est décrit par l'équation 5.6. S'il est réglé trop haut, la probabilité de rejeter un signal augmente, diminuant ainsi l'efficacité de détection de manière artificielle.

Cependant, SPACIROC I ne permet de sélectionner qu'un seul seuil pour l'ensemble des 64 voies alors que les gains à l'intérieur d'un même MAPMT peuvent varier du simple au double. Cet effet est particulièrement critique lorsque le MAPMT est opéré à des tensions trop basses pour lesquelles les gains sont alors peu élevés. Il en résulte alors une grande disparité dans la réponse des 64 pixels d'un MAPMT. Les pixels disposant d'un faible gain présentent alors une efficacité de détection faible ce qui est critique pour la détection de signaux lumineux de faible intensité, la sensibilité diminuant. SPACIROC I disposant d'un pré-amplificateur pour chaque voie, il est alors possible d'égaliser les gains des 64 pixels d'un MAPMT, limitant ainsi la non-uniformité de la réponse des MAPMTs.

Ce chapitre est dédié à la présentation de la méthode d'égalisation des gains. Ce chapitre est également l'occasion de présenter les caractéristiques des signaux provenant d'un pixel de MAPMT. Toutefois, nous verrons en chapitre 9 que cette égalisation des gains n'est pas nécessaire si les MAPMTs peuvent être opérés à une tension de polarisation élevée.

6.1 De l'utilité d'égaliser les gains ou notions sur les mesures à un pe avec SPACIROC I

6.1.1 « S-curve » et pré-amplification

Commençons ce chapitre en introduisant les concepts propres à la photodétection avec EUSO-Balloon et l'ASIC SPACIROC I. Lorsqu'un photon est détecté, une impulsion de courant est produite dont l'intensité est proportionnelle au gain interne du MAPMT. Cette impulsion de courant est ensuite convertie en une impulsion en tension à l'aide des pré-

6. DÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE AVEC EUSO-BALLOON - ÉGALISATION DES GAINS

amplificateurs. La hauteur de l'impulsion est proportionnelle à la charge du signal d'entrée. Les pré-amplificateurs permettent également d'amplifier cette hauteur d'impulsion avec un gain réglable par une commande 8-bits (facteur 0 à 4).

Le comparateur de SPACIROC permet ensuite de comparer cette hauteur d'impulsion à une valeur seuil, codée sur 10-bits grâce à un convertisseur DAC. Si la hauteur d'impulsion est plus élevée que la valeur seuil, alors le compteur est incrémenté. La hauteur d'une impulsion, exprimée en unités de DAC est proportionnelle au gain du MAPMT et au gain de préamplification.

Un tel dispositif ne permet pas de réaliser de spectre de charge comme avec un QDC mais il est possible de réaliser l'intégrale du spectre au-dessus de ce seuil, en fonction du seuil. La figure 6.3 présente une telle courbe, appelée « s-curve » en raison de sa forme. L'axe des abscisses représente la valeur du seuil du comparateur exprimé en unité de DAC tandis que l'axe des ordonnées représente le nombre de signaux sélectionnés par le seuil. Cette courbe est composée d'un pic (tronqué par l'échelle utilisée pour la figure) correspondant au bruit électronique et d'un plateau représentant le signal de détection au photo-électron unique (les signaux sont produits un à un avec un intervalle suffisamment grand pour les compter séparément). Les informations pouvant être tirées de cette partie de la courbe seront présentées en section 6.1.3. La « s-curve », intégrale du spectre de charge du photo-électron (un exemple de spectre de charge mesuré avec un QDC est présenté en figure 6.2), ne présente pas de valeur maximale à DAC 0 comme l'on s'attendrait en faisant une intégrale mais commence au contraire à une valeur de 1. Cette particularité provient de la résolution temporelle de l'ASIC qui engendre une paralysie du comptage en raison de l'empilement des signaux. Les effets de cet empilement sont discutés dans le paragraphe suivant.

6.1.2 Effet de l'empilement

On parle de comptage au photon ou photo-électron unique lorsque les photons arrivent sur la surface focale un par un, permettant ainsi à l'électronique de résoudre chaque impulsion de signal. Dans ce cas, le phénomène d'empilement est limité. Dans la suite, il est montré comment ce phénomène d'empilement peut être calculé analytiquement.

On peut considérer que l'électronique de lecture compte les intervalles séparant des événements consécutifs. Cependant, lorsqu'un signal est détecté, l'électronique présente un temps mort τ pendant lequel il n'est pas possible de réaliser une autre détection. Dans le cas de notre électronique, ce temps mort est paralysable : s'il y a occurrence d'un deuxième événement séparé du premier par un temps inférieur à τ , le système est à nouveau paralysé pendant une durée τ .

L'électronique ne permet donc de mesurer que les événements séparés par une durée supérieure à τ . La fraction des événements séparés par un temps supérieur à τ est égale à :

$$P(t > \tau) = e^{-N\tau} \quad (6.1)$$

avec N le nombre moyen d'événements par unité de temps¹. Dans notre cas de comptage des photo-électrons avec une électronique, N correspond au nombre de photo-

1. Une justification de la distribution des intervalles dont découle l'équation 6.1 et provenant de la distribution de Poisson, peut être trouvée dans [42].

électrons produits par la photocathode par unité de temps. Le nombre de détections par l'électronique par unité de temps, noté n_{det} , correspondant à la proportion des N photo-électrons produits par unité de temps qui sont séparés par une durée supérieure à τ est alors donné par :

$$n_{\text{det}} = N \times P(t > \tau) = N \times e^{-N \cdot \tau}. \quad (6.2)$$

Nous pouvons considérer que l'on parle de détection au photo-électron unique si le phénomène d'empilement des photo-électrons est négligeable. On considère alors la condition suivante :

$$\frac{n_{\text{det}}}{N} > 0.99 \quad (6.3)$$

signifiant que plus de 99% des vrais événements sont détectés par notre électronique. Et d'après l'équation 6.2 on obtient que :

$$e^{-N \cdot \tau} > 0.99 \Leftrightarrow N \cdot \tau \lesssim 0.01. \quad (6.4)$$

Pour un temps mort τ de notre électronique égal à 30 ns [11], le taux de photoélectrons produits par la photocathode doit être inférieur à :

$$N \lesssim 3,3 \times 10^5 \text{pe/s} \simeq 0.8 \text{pe/GTU} \quad (6.5)$$

afin que le nombre d'événements perdus par empilement soit inférieur à 1 %. Ici, la durée d'une GTU est prise égale à 2300 ns². Ainsi, pour travailler en photo-électron unique, le taux de comptage $n_{\text{det}} \simeq N$ doit être inférieur à 0.8 pe/GTU.

Ce phénomène d'empilement entraîne une non-linéarité de la réponse de l'ASIC décrite par l'équation 6.2. Cette non-linéarité a été mesurée lors du développement de l'ASIC en le couplant à un MAPMT. Le taux de comptage d'un pixel est présenté en figure 6.1. L'information principale à tirer de cette mesure est que le pixel mesuré ne peut pas enregistrer plus d'une trentaine de pe/GTU.

Ce nombre maximal de signaux enregistré par l'ASIC permet de déterminer le temps mort. En effet, en dérivant l'équation 6.2 par rapport à N , on observe que le nombre n_{det} d'événements observés par l'électronique pendant une GTU passe par un maximum quand $N \cdot \tau = 1$ soit :

$$n_{\text{max}} = \frac{N}{e} = \frac{1}{e \cdot \tau} \quad (6.6)$$

Ainsi, pour un nombre maximal $n_{\text{max}} \simeq 30$ pe/GTU, le temps mort de l'ASIC vaut :

$$\tau = \frac{1}{e \cdot n_{\text{max}}} = 28 \text{ns} \quad (6.7)$$

ce qui correspond aux 30 ns mesurées lors du développement de l'ASIC (voir section 4.3.4 de [11]).

2. L'intervalle entre deux GTU est égal à 2,5 μs cependant le temps effectif de comptage n'est que de 2,3 μs . Les 200 ns manquantes sont en partie utilisées pour le transfert des données. Dans ce temps mort, 150 ns sont un masque car le bit de départ de la GTU entraîne du bruit dans le circuit de comptage des photons.

6. DÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE AVEC EUSO-BALLOON - ÉGALISATION DES GAINS

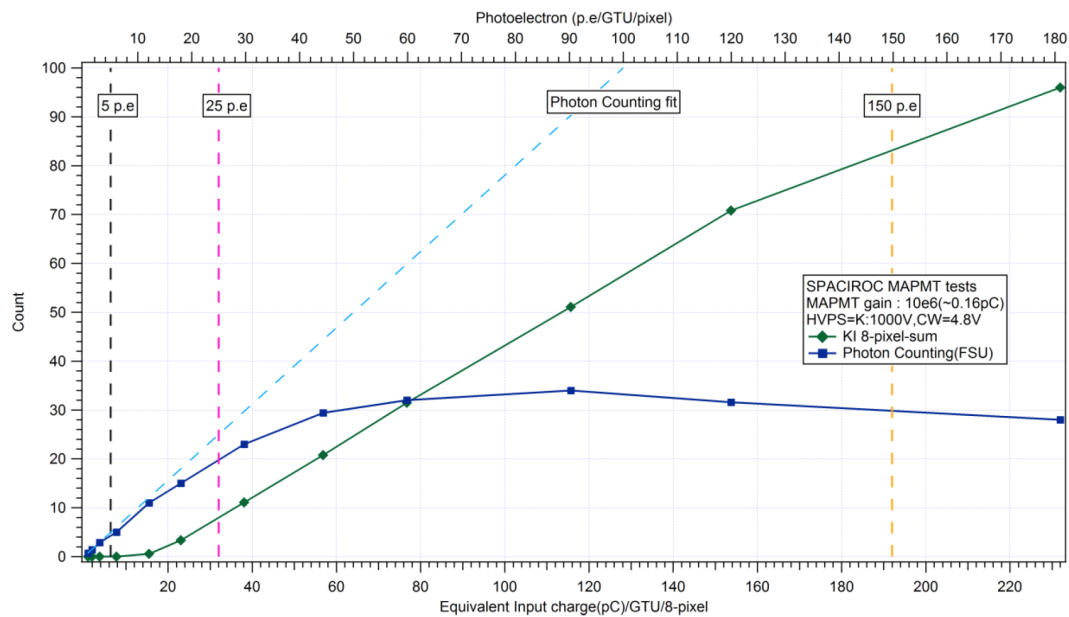


FIGURE 6.1 – Réponse du photon counting et du KI de SPACIROC I. L'axe des abscisse présente la charge en sortie d'anode et son équivalent en nombre de photo-électron. La charge est déduite du courant d'anode mesuré. La courbe bleue foncée montre la saturation de l'ASIC due à l'effet d'empilement pour le comptage de photon. Pour le pixel mesuré (et donc pour le canal associé de SPACIROC I), le taux de comptage ne peut donc pas dépasser ~ 30 événements par GTU par pixel, correspondant à une centaine de photo-électrons en entrée. Au-dessus, le taux de comptage diminue et tendra vers 1. La droite turquoise en pointillés correspond au cas linéaire. La courbe verte représente la réponse d'une voie de KI, l'intégrateur de l'ASIC SPACIROC. Une voie de KI permet d'intégrer les signaux de 8 pixels. Extrait de [11].

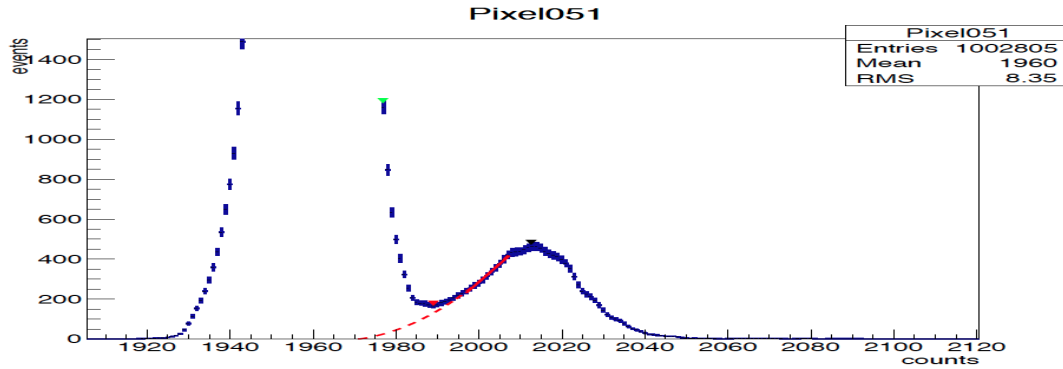


FIGURE 6.2 – Spectre de charge du photo-électron unique pour le pixel 51 du MAPMT D de l'EC 109 mesuré avec un QDC (« Charge to Digital Converter »). Le premier pic, tronqué, est appelé piédestal et correspond au bruit électronique (fluctuation de la ligne de base). Le deuxième est le signal du photo-électron unique et sa largeur correspond à la fluctuation du gain pour le pixel considéré. La région entre les deux pics est appelée la vallée. La charge est exprimée en nombre de coups codant la charge. Extrait de [26].

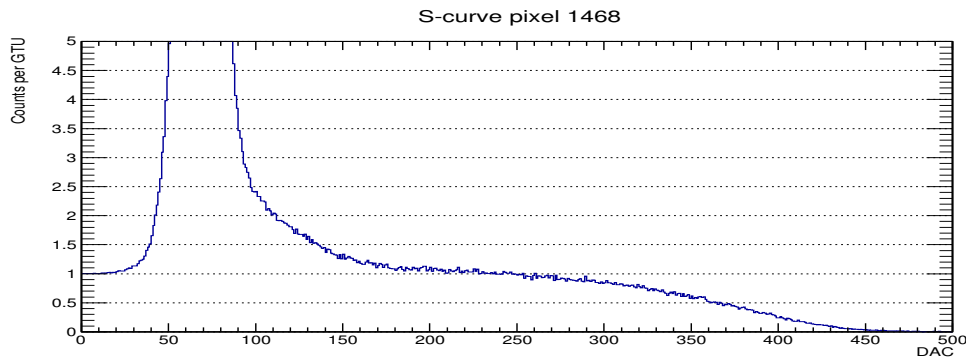


FIGURE 6.3 – S-curve du pixel 1468 mesurée lors de la calibration après vol. On remarque la saturation de l'ASIC faisant tomber le taux de détection à 1 aux faibles valeurs de DAC. Le plateau, correspondant à l'intégrale des signaux de photodétection, débute à DAC 180 tandis que le point d'inflexion, modélisant la charge moyenne du pic à un photo-électron, se situe environ à DAC 380. La hauteur du plateau indique le taux de détection, à savoir ~ 1 photoélectron par GTU.

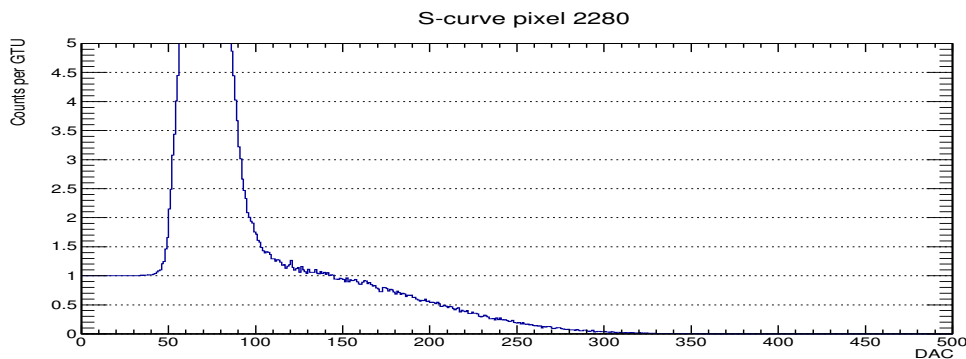


FIGURE 6.4 – S-curve du pixel 2280 mesurée lors de la calibration après vol. Cette « s-curve » est caractéristique d'un pixel présentant un faible gain. Le plateau est inexistant signifiant que le pic à un photo-électron est confondu avec le piédestal. Le point d'inflexion, correspondant au gain moyen du photo-électron, est situé en \sim DAC 200.

6. DÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE AVEC EUSO-BALLOON - ÉGALISATION DES GAINS

6.1.3 Caractéristiques d'une « s-curve »

Dans la suite de cette section, nous faisons le lien entre les caractéristiques d'un spectre de charge et d'une s-curve. Ces caractéristiques sont la charge moyenne d'un signal de photodétection au photo-électron unique, le gain ainsi que le bruit électronique.

6.1.3.1 Le piédestal

Sur un spectre de charge, le piédestal correspond au bruit électronique et la position de ce pic correspond au niveau zéro de tension (la largeur du pic correspond aux fluctuations de ce niveau zéro : c'est le bruit électronique).

La figure 6.5 permet d'expliquer ce que signifie le piédestal d'une s-curve. Sur cette figure, la courbe du haut représente une gaussienne correspondant au bruit électronique. L'intégrale de ce bruit électronique est ensuite présentée par la courbe du milieu. La position du point d'inflexion correspond alors à la position moyenne du pic gaussien (niveau zéro). Or la s-curve de la figure 6.3 ne présente pas une telle structure. Cela est dû à l'effet d'empilement qui se produit aussi pour le bruit. À faible valeur de DAC, pour laquelle tous les signaux sont sélectionnés, le système est complètement paralysé et le système ne compte qu'un seul signal. Au fur et à mesure que le seuil augmente, le nombre de signaux sélectionnés diminue ainsi que le phénomène d'empilement : le nombre de coups augmente. Le nombre de signaux enregistrés passe par un maximum comme prévu par l'équation 6.6. La courbe du bas de la figure 6.5 résume l'effet de cette saturation sur un pic gaussien représentant la fluctuation de la ligne de base (bruit électronique). Le piédestal de la s-curve est un pic dont le maximum ne correspond pas au niveau zéro de l'électronique.

6.1.3.2 La charge moyenne

La s-curve est une intégrale du spectre de charge comme il est présenté en figure 6.2. Sur un tel spectre, les signaux de détection d'un photo-électron sont représentés par un pic dont la position moyenne représente la valeur moyenne de la charge d'un photo-électron multipliée par le gain interne du MAPMT. L'intégrale de ce pic présente donc un point d'inflexion comme il peut être vu sur la figure 6.3. Sur cette courbe, le point d'inflexion est situé environ à DAC 370.

6.1.3.3 Le gain

Sur un spectre de charge, le gain est représenté par la distance séparant le pic par rapport au piédestal. Le piédestal représentant les fluctuations de la ligne de base, la position moyenne du pic représente le niveau zéro.

Sur une s-curve, il est difficile de définir le gain car nous avons vu que la position du niveau zéro de l'électronique est effacé par l'effet de saturation. Dans la suite, nous considérerons tout de même qu'au premier ordre, le gain exprimé en unité de DAC est la distance séparant le point d'inflexion par rapport au maximum du piédestal. Nous verrons les effets de cette approximation sur le processus d'égalisation des gains plus tard.

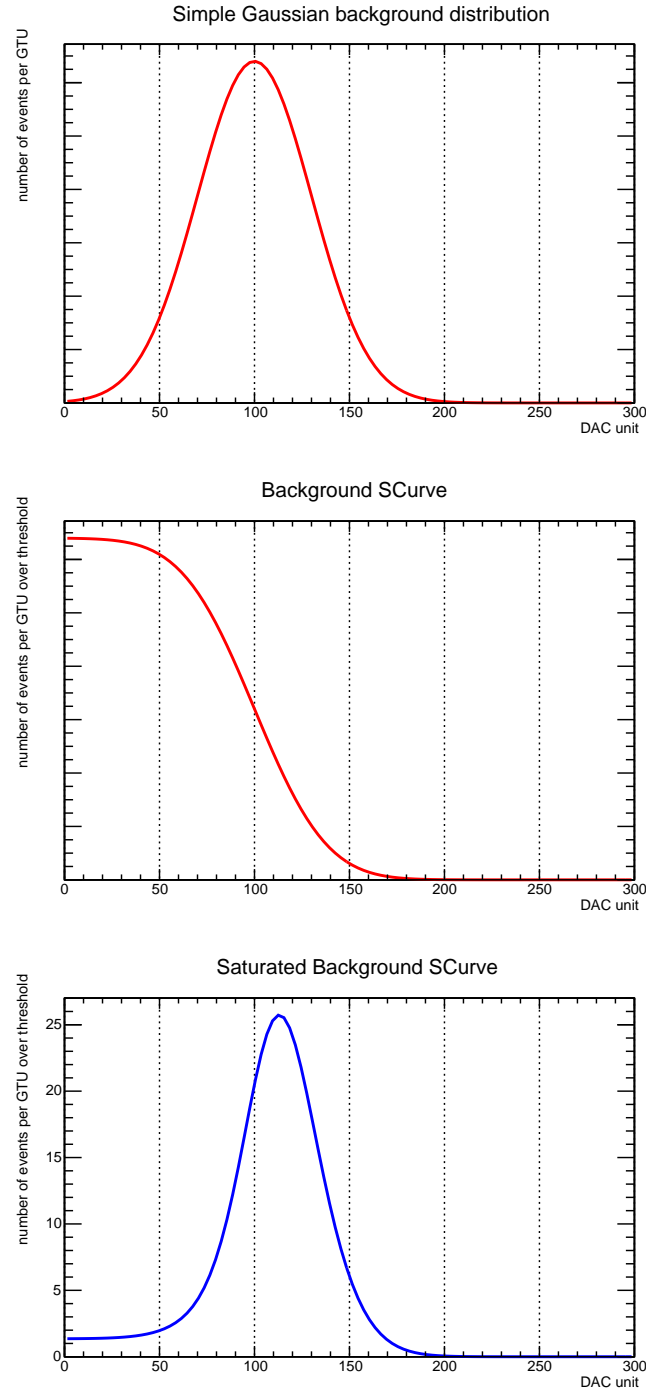


FIGURE 6.5 – Illustration de l'effet de l'empilement sur le piédestal des « s-curves ». En haut : le graphique présente un bruit électronique (fluctuation de la ligne de base) très simplifié (représentation avec une simple gaussienne) comme il peut être mesuré avec un QDC. Au milieu : intégrale au dessus du seuil du bruit électronique. Le point d'inflexion correspond à la valeur moyenne du pic gaussien et correspond alors à la ligne de base. En bas : effet de l'empilement sur l'intégrale au-dessus du seuil. Le nombre de détection tombe à 1 pour les faibles valeurs de DAC correspondant à une fréquence élevée de signaux au-dessus du seuil. Il est ici visible que le maximum du piédestal de la « s-curve » ne correspond pas à la ligne de base de l'électronique.

6. DÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE AVEC EUSO-BALLOON - ÉGALISATION DES GAINS

6.1.3.4 Le signal

Lorsque le gain du MAPMT (ou de la préamplification) est important le signal est séparé du bruit électronique. Sur un spectre de charge, le pic de signal est alors clairement séparé du pic de bruit. La région située entre ces deux pics est appelée la vallée. Afin de pouvoir sélectionner les signaux tout en rejetant le bruit, le seuil du discriminateur doit donc être placé dans cette vallée.

Sur une s-curve, l'intégrale de la vallée correspond alors à un plateau. Plus le gain est élevé, plus le pic du signal est séparé du bruit et plus le plateau est large. La pente du plateau tend vers une valeur nulle. La s-curve en figure 6.3 correspond à un pixel présentant un fort gain et le plateau est large et avec une pente tendant vers une valeur nulle. Au contraire, la s-curve en figure 6.4 correspond à un pixel avec un faible gain. Les signaux ne sont pas distingués du bruit et la s-curve ne présente alors aucun plateau.

Sur une s-curve, le seuil doit être dans la région du plateau. La valeur à l'ordonnée du plateau correspond au nombre de photons détectés par GTU, ce qui correspond alors au nombre de photoélectrons créés par GTU. Sur une s-curve telle que celle présentée en figure 6.4, le seuil ne peut être placé dans le plateau et seule une fraction des photoélectrons créés par détection de photons seront comptés par l'ASIC.

6.1.4 Pourquoi égaliser les gains ?

En photo-détection au photoélectron unique, on placera donc le seuil au niveau du plateau de sorte à ce que le signal soit compté et le bruit rejeté. Cependant, le gain variant d'un PMT et d'un pixel à un autre, la position moyenne du pic à un photo-électron varie également, comme il peut être vu en figures 6.3 et 6.4, correspondant à deux pixels dans deux MAPMTs différents ou bien en figure 6.6, représentant les « s-curves » pour les 64 pixels d'un même MAPMT. La problématique réside alors dans le fait que pour un ASIC, lisant les 64 pixels d'un MAPMT, seule une valeur de seuil peut être utilisée. Ainsi, pour les pixels présentant un faible gain, le seuil sera trop élevé et rejettera une grande partie des signaux du photo-électron unique. Cette coupure dans le pic à un photo-électron se traduira directement par une diminution de l'efficacité de détection, puisque moins d'événements seront sélectionnés. Cependant, à défaut de disposer d'un seuil par pixel, l'ASIC SPACIROC I dispose sur ses 64 voies d'acquisition d'un préamplificateur, pour lequel le gain de la préamplification est modifiable sur 8 bits et pouvant atteindre un facteur $\times 4$. Il est ainsi possible d'augmenter la préamplification pour les pixels de faibles gain afin que les signaux soient sélectionnés par le comparateur. Cette fonctionnalité n'est donc utile que dans le cas où le gain du MAPMT est faible et que le pic à un photo-électron est en partie confondu avec le piédestal. En effet, si le gain du MAPMT est élevé, les signaux sont clairement discernables du bruit électronique et chaque voie présente alors un plateau dans lequel il est possible de placer un seuil commun. Ce cas là sera discuté plus en profondeur au chapitre 9 où l'effet d'une forte tension de polarisation appliquée aux MAPMTs sera présentée .

6.2 Montage utilisé pour l'égalisation des gains

Lors de ce processus d'égalisation des gains, l'intégration de l'instrument n'avait pas encore commencé et seuls les ECs ainsi que les cartes ASIC étaient disponibles (voir cha-

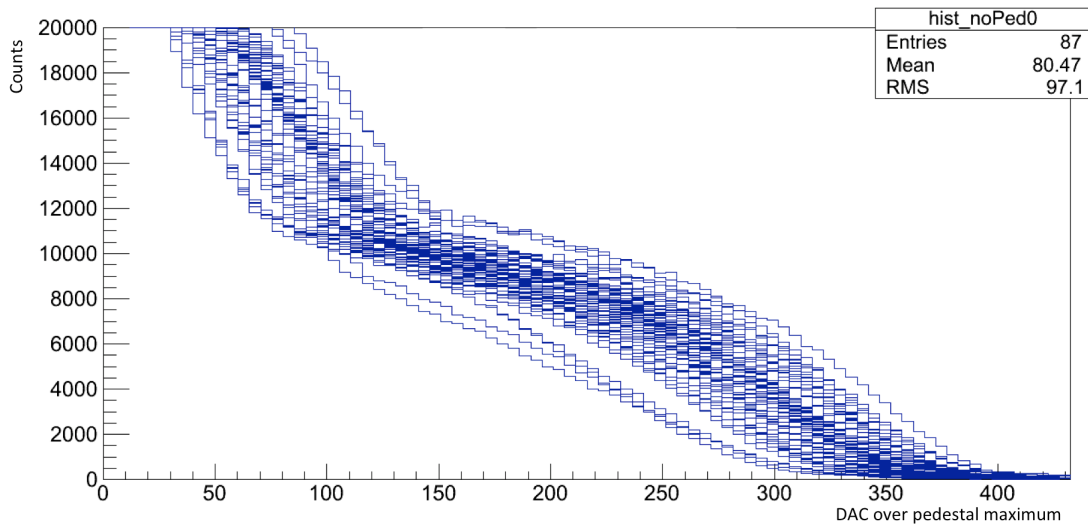


FIGURE 6.6 – Les 64 « s-curves » des 64 pixels d'un MAPMT. L'origine des abscisses est changée pour que le maximum du piédestal corresponde à DAC 0. La largeur de la distribution des position des points d'inflexion reflète la variation des gains dans ce MAPMT.

pitre 4 pour description). En l'absence de la PDM-board, du DP et des boîtiers délivrant les hautes tensions, les ECs ont été testé un par un. Réaliser l'égalisation des gains dans de telles conditions a permis entre autre de vérifier la fonctionnalité des EC-units qui venaient d'être reçus après leur assemblage (assemblage des 4 MAPMTs, des PCB et enrobage de l'ensemble).

À ce stade précoce de l'intégration, une alimentation CAEN modèle A1532 permettant de délivrer les 12 hautes tensions aux dynodes fut utilisée. La faible tension d'une vingtaine de volts à délivrer aux électrodes de garde étant instable à cette valeur, une alimentation de laboratoire fut employée. Le processus d'égalisation se fit donc EC-unit par EC-unit. Quant à l'acquisition, elle fut réalisée en utilisant deux cartes EC-ASICs lues par deux cartes de test. Le traitement des données fut réalisé grâce à un programme LabView limitant également la vitesse d'acquisition. Le fait qu'une seule carte ne puisse être lue à la fois a également ralenti le processus. La photographie en figure 6.7 présente ainsi le dispositif.

Le dispositif est ainsi placé dans la boîte noire décrite en section 5.2 et l'illumination de l'EC-unit est contrôlée grâce à la sphère intégrante sur laquelle sont montées une LED 378 nm et la photodiode NIST mesurant la quantité de lumière. Le réglage de l'intensité lumineuse se fait facilement grâce à la propriété suivante de la sphère : les intensités lumineuses sortantes par chaque port de la sphère sont proportionnelles. Ainsi, l'intensité mesurée par la photodiode est proportionnelle à l'intensité lumineuse sortante du port situé en face des MAPMTs. Une première « s-curve » est acquise avec une faible intensité lumineuse et le nombre moyen de détection par GTU est donné par la hauteur du plateau comme il a été décrit en 6.1. La relation entre ce nombre de coups moyen et l'intensité mesurée par la NIST étant linéaire, le taux de détection peut ensuite être réglé au dixième de photoélectron par GTU. La figure 6.8 présente un schéma du montage mettant en avant la relation de proportionnalité entre l'intensité lumineuse mesurée par la photodiode NIST

6. DÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE AVEC EUSO-BALLOON - ÉGALISATION DES GAINS

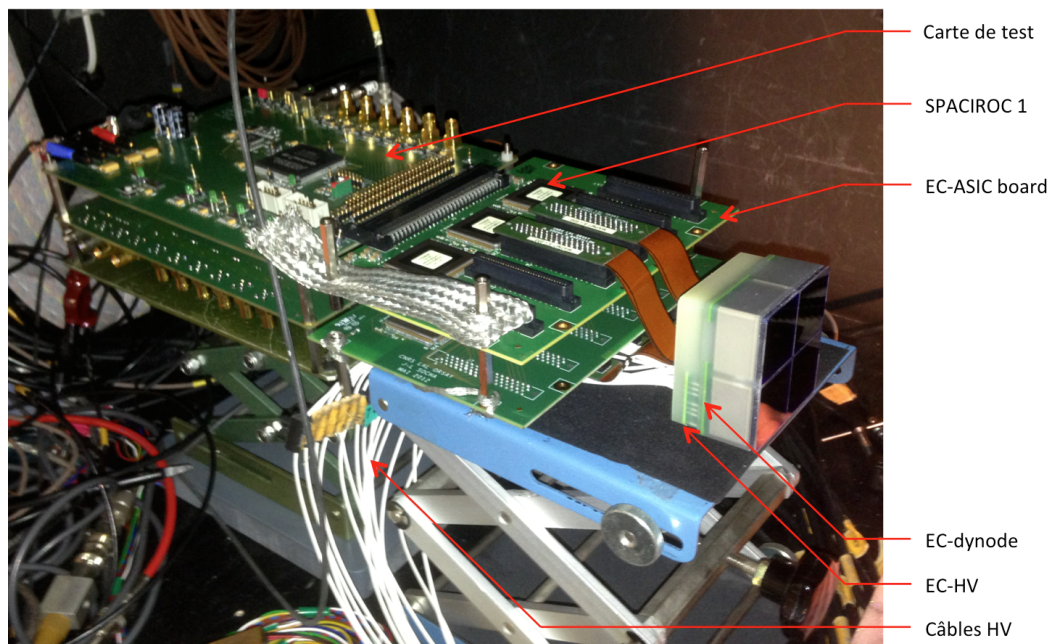


FIGURE 6.7 – Montage utilisé lors de l'égalisation des gains. L'EC est lu par deux cartes EC-ASIC, elles-mêmes lues par deux cartes de test. Les hautes tensions sont fournies aux dynodes par les câbles blancs. La transparence du potting permet de distinguer les cartes PCB permettant de distribuer les hautes tensions aux quatre MAPMTs ainsi que lire les signaux des anodes.

et la quantité de signaux mesurés par le MAPMT/ASIC.

6.3 Prise de données

L'EC-unit est placé à une distance supérieure à 35 cm de la sphère intégrante, source de lumière, afin de disposer d'une illumination quasi uniforme sur toute sa surface. Une première prise de données, sans préamplification, est effectuée à 950 V de polarisation afin de vérifier la fonctionnalité de l'EC-unit. Cette première mesure permet également de vérifier si le gain est suffisant à la tension de polarisation précitée. Dans le cas contraire, elle est augmentée à 1000V. La table 6.1 résume les tensions de polarisation utilisées pour le processus d'égalisation des gains. La méthode d'égalisation des gains, expliquée dans la section suivante, est ensuite appliquée pour obtenir les préamplifications nécessaires. Le résultat est vérifié par une nouvelle mesure en utilisant la préamplification et le processus est répété jusqu'à ce que l'égalisation soit jugée suffisante.

6.4 Algorithme d'ajustement des gains et mesure

La méthode d'égalisation des gains repose sur le calcul de la hauteur moyenne d'impulsion, exprimée en unités de DAC, pour chaque pixel d'un MAPMT. Cela est possible car cette hauteur d'impulsion est proportionnelle au gain lorsque l'on se limite à la photo-détection du photo-électron unique (il n'y a pas saturation pour une charge équivalente

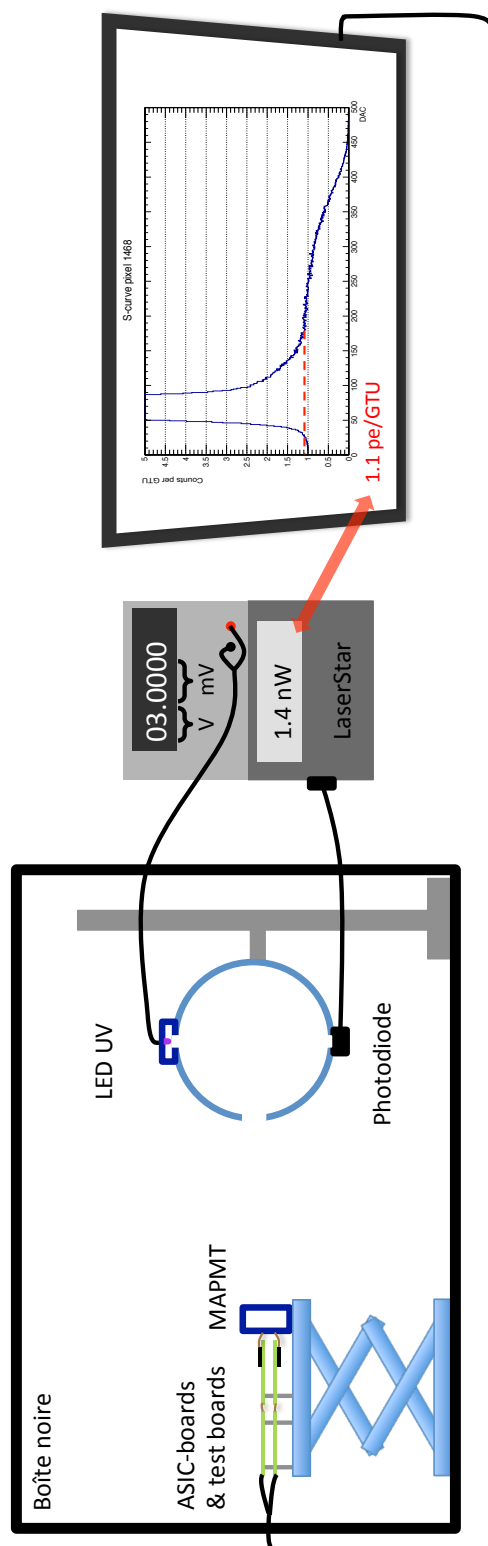


FIGURE 6.8 – Schéma du montage utilisé pour l'égalisation des gains. La quantité de lumière injectée par la LED est réglée par le générateur de tension. La photodiode NIST permet de mesurer l'intensité lumineuse qui est affichée sous forme de puissance par l'ampèremètre LaserStar. Cette puissance est proportionnelle au nombre de photoélectrons moyen produits par GTU. L'acquisition d'une s-curve permet de mesurer ce taux de photoélectrons produits.

6. DÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE AVEC EUSO-BALLOON - ÉGALISATION DES GAINS

# identification des EC	Polarisation de la photocathode (V)
101	1000
102	1000
103	1000
106	1000
107	1000
108	950
109	950
110	950
111	1000

TABLE 6.1 – Liste des tensions de polarisation de la photocathode pour les 9 ECs testés. Si le point d’inflexion n’est pas facilement visible sur les « s-curves » des ECs mesurés à 950 V, la tension est augmentée à 1000 V. On remarque ainsi que les deux tiers des ECs du PDM présentent un gain trop faible à 950V.

au photoélectron). La hauteur moyenne des impulsions exprimée en unités de DAC correspond alors à la différence entre la position du point d’inflexion et la ligne de base. Au premier ordre, on considère que le niveau zéro de l’électronique correspond au maximum du piédestal.

Afin de trouver la position du point d’inflexion sur une « s-curve », une méthode simple basée sur la dérivation a été utilisée. La figure 6.9 illustre ainsi la méthode qui se résume par les étapes suivantes :

1. ajustement de la s-curve avec une fonction polynomiale de degré 4 de la région autour du point d’inflexion pour chacun des 64 pixels du MAPMT ;
2. calcul de la dérivée seconde de la fonction ajustée et détermination de la position du zéro correspondant au point d’inflexion de la « s-curve ».

La position du point d’inflexion étant déterminée, la hauteur moyenne de l’impulsion en unité de DAC pour le pixel considéré est calculée. Elle est considérée ici, au premier ordre, comme la différence des positions du point d’inflexion par rapport au maximum du piédestal. En faisant le rapport de ces hauteurs par rapport à un pixel de référence (présentant un gain important), on obtient les coefficients de préamplification nécessaire.

Illustrons ceci par un exemple. Considérons ici les deux s-curves présentées en figures 6.3 et 6.4. Ces deux s-curves sont mesurées pour une préamplification unitaire. La première possède un point d’inflexion en DAC 370 tandis qu’il est situé DAC 170 pour la seconde. Avec un piédestal situé en DAC 70, les gains en valeur de DAC valent :

$$G_1^{\text{DAC}} = 370 - 70 \quad (6.8)$$

$$G_2^{\text{DAC}} = 170 - 70. \quad (6.9)$$

Afin que le gain du deuxième pixel soit égal à celui du premier, le coefficient de préamplification g doit être égal à :

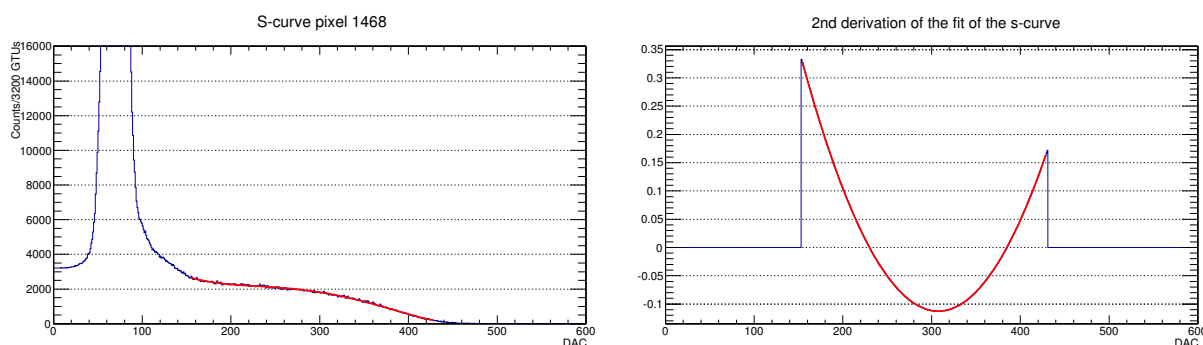


FIGURE 6.9 – À gauche (étape 1) : régression de la « s-curve » dans la région contenant le signal du photo-électron unique. Un polynôme de degré 4 est utilisé. À droite (étape 2) : dérivée seconde de la fonction de régression. La position du point d'inflexion correspond avec la position du deuxième 0.

$$g = \frac{100}{300} \simeq 0,33. \quad (6.10)$$

La commande des gains g^{DAC} étant codée sur 8-bits, pour un facteur de multiplication allant de 0 à 4, avec une valeur unité pour la valeur 64, la commande de préamplification du deuxième pixel doit être égale à :

$$g_2^{\text{DAC}} = g_1^{\text{DAC}}/g \simeq 194 \quad (6.11)$$

avec $g_1^{\text{DAC}} = 64$.

Une deuxième mesure est effectuée en utilisant les coefficients d'amplification afin de vérifier le résultat. Une deuxième itération peut être nécessaire du fait que la hauteur d'impulsion en unité de DAC n'est pas réellement égale à la différence des positions du point d'inflexion par rapport au maximum du piédestal.

6.5 Résultats

La figure 6.10 illustre le résultat de l'égalsation des gains au niveau d'un MAPMT. Il est facilement visible que la dispersion des points d'inflexion pour les 64 « s-curves » est réduite suite à ce processus d'égalsation. Même si efficacité et gain sont décorrélés, l'efficacité de détection qui tient compte de l'effet de coupure est affectée par cette égalisation des gains. Cela peut se voir en considérant la hauteur de la s-curve pour une valeur de DAC donnée. Ainsi, avant égalisation, le nombre de coups enregistré pour le DAC 150, bien en-dehors de la région des piédestaux, présente une variation maximale de 3700 coups pour une valeur moyenne de 8500 coups, soit en relatif environ 44%. Après égalisation, la variation est de 2500 coups à DAC 150 au-dessus du maximum du piédestal pour une valeur moyenne de 7500 soit 33% de variation en relatif. Cela se traduit donc par une uniformisation des efficacités de détection au niveau des PMTs.

La figure 6.11 présente ainsi cet effet sur un EC pour lequel les gains des 4×64 pixels ont été égalisés. Les cartes présentent l'efficacité de détection exprimée en unités arbitraires. L'EC 101 mesuré ici a été utilisé à 1000 V et le seuil de détection choisi est à DAC 200. Ces mesures sont présentées ici à titre de démonstration afin de présenter le

6. DÉTECTION AU PHOTOÉLECTRON UNIQUE AVEC EUSO-BALLOON - ÉGALISATION DES GAINS

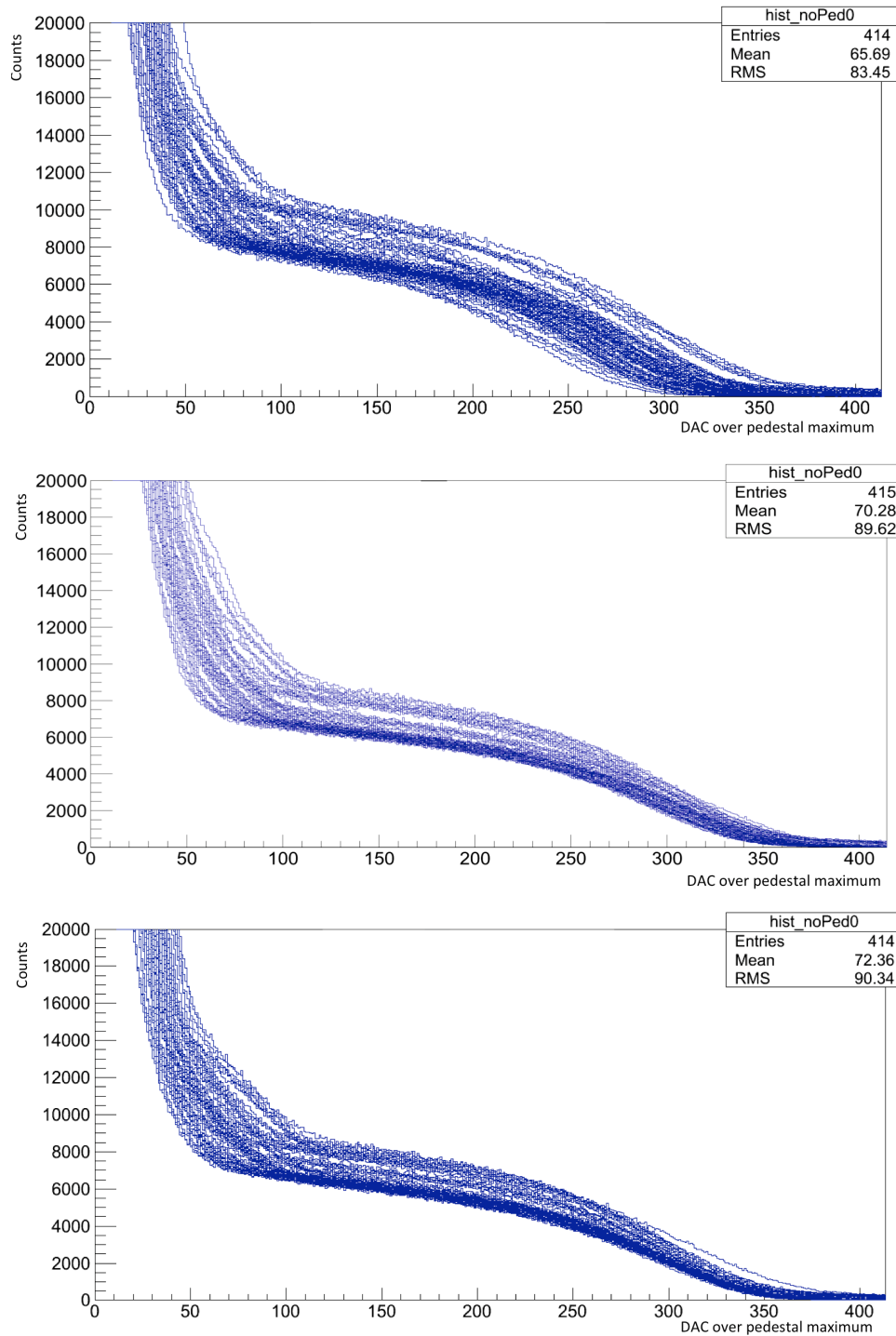


FIGURE 6.10 – Effet de l'égalisation des gains sur les 64 s-curves obtenues pour 1 MAPMT. Les courbes en haut correspondent à un gain unité identique pour les 64 pixels du MAPMT. Au milieu sont représentées les s-curves après égalisation des gains pour une première itération. Enfin les courbes en bas présentent le résultat de l'égalisation après une deuxième itération.

résultat de cette technique sur un MAPMT dont une part importante des pixels présentent un faible gain.

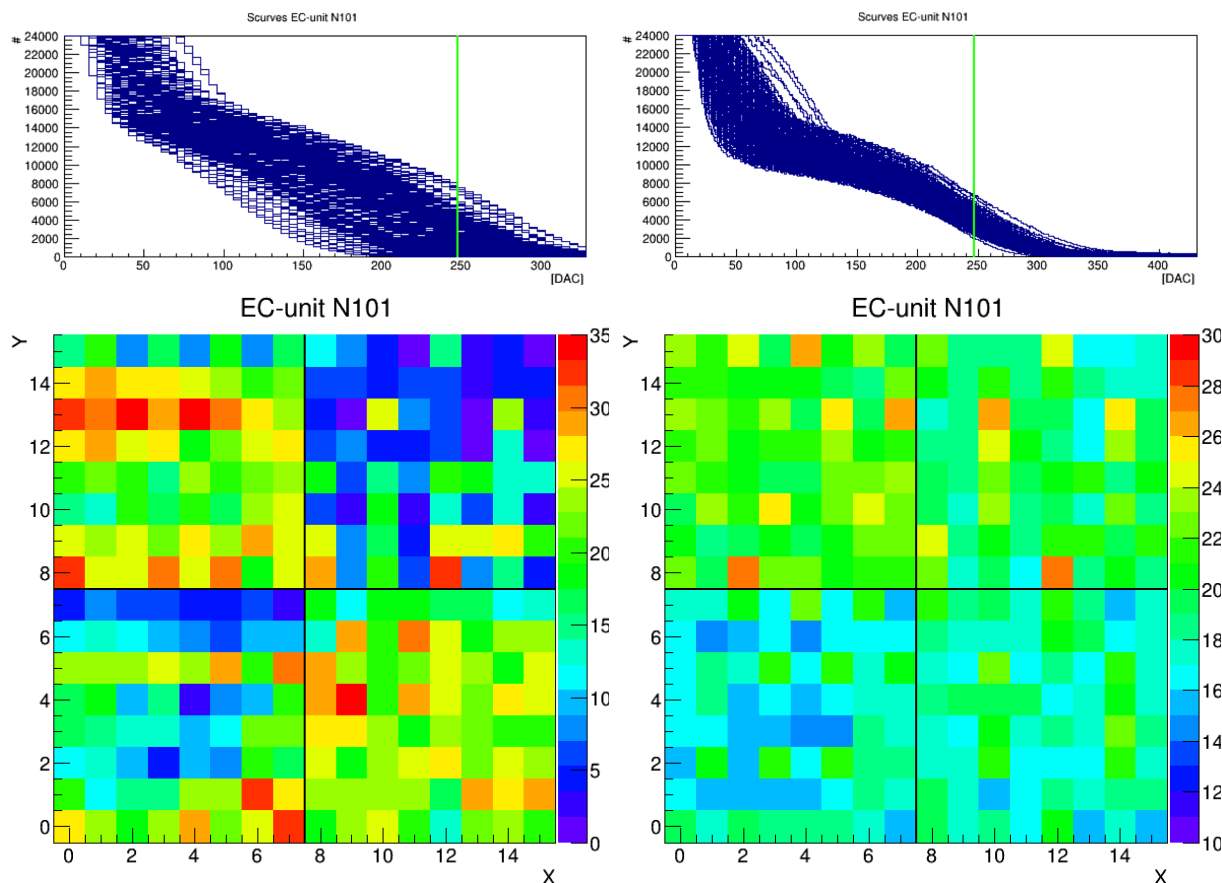


FIGURE 6.11 – Effet de l'égalisation des gains de l'EC-unit 101 sur la réponse du détecteur. En haut à gauche : les 256 « s-curves » avant égalisation des gains. Le segment vert à \sim DAC 250 correspond à la position moyenne du pic à un photo-électron. En bas à gauche : carte des efficacités relatives de détection de l'EC-unit 101 avant égalisation des gains, réalisée pour un seuil de détection à DAC 200. Chaque carré de couleur représente un pixel. En haut à droite : les « s-curves » après égalisation des gains. En bas à droite : la carte des efficacités relatives de détection après égalisation des gains.

Cette égalisation des gains permet donc d'uniformiser la réponse du détecteur. Ce point est important dans l'optique du premier niveau de trigger. En effet, ce premier trigger se base sur le nombre de détections effectuées par chaque pixel et pour chaque GTU. Un trigger est issu lorsqu'un signal supérieur au bruit diffus du fond UV est mesuré et ce avec une persistance de quelques GTU. L'uniformisation de la réponse du détecteur est cruciale pour la mesure en direct du fond UV et ce afin de calculer le seuil de déclenchement du trigger. De plus, l'égalisation des gains permet d'augmenter le rapport signal sur bruit et augmente ainsi la sensibilité des pixels. Cependant, il est à préciser que ce processus ne permet pas d'améliorer la séparation signal/bruit, comme dans le cas des pixels présentant un faible gain, pour lesquels le signal de photo-détection est confondu avec le bruit.

6.6 Conclusion

L'égalisation des gains a été réalisée à l'aide d'un dispositif de mesure très simple, à savoir deux cartes ASICs lues par deux cartes de test. Dans cette configuration, les gains peuvent effectivement être égalisés. Cependant, il sera vu en chapitre 7 que cette égalisation des gains n'est pas utilisable lorsque l'ensemble du PDM est intégré. En effet, lorsque les 6 cartes ASIC sont assemblées dans le PDM, une source de bruit à l'entrée des ASICs est amplifiée et le signal provenant même des MAPMTs présentant les plus hauts gains n'est pas distinguable du bruit électronique.

Nous verrons dans le même chapitre 7 que les ECs n'ont pas pu être polarisés à 1000 V à cause d'un problème d'isolation des ECs ce qui affecta donc grandement le gain. Le chapitre 9 montrera que l'utilisation d'une tension de polarisation de 1100 V permet de séparer distinctement une grande majorité des signaux du piédestal. Dès lors l'égalisation des gains est inutile puisqu'un seuil unique permettant de sélectionner l'ensemble des signaux produits peut être utilisé.

Il sera vu en chapitre 9, que si le PDM est polarisé avec une tension maximale de 1100 V, la réponse des MAPMTs est bien plus uniforme qu'à 950 V. Cela vient du fait que le gain étant élevé, les signaux sont complètement séparés du piédestal. La quasi totalité des impulsions produites par la détection des photoélectrons est sélectionnée par le comparateur.

Chapitre 7

Les étapes du projet EUSO-Balloon

Dans les chapitres 5 et 6, les principes de la photo-détection ont été présentés. Les spécificités de la photo-détection d'EUSO-Balloon ont également été abordées et le principe de la mesure de « s-curves » introduit. Ce concept ayant été présenté, de même que la problématique de la distinction du signal du bruit électronique, l'intégration d'EUSO-Balloon et des tests permettant de vérifier son fonctionnement sont présentés.

Ce chapitre est ainsi dédié à la présentation du déroulé du projet EUSO-Balloon, de son commencement en septembre 2011 jusqu'au vol effectué en août 2014 depuis le Canada. Dans un premier temps le déroulement du projet est présenté suivant le plan que prend tout projet spatial. Puis, dans une deuxième partie, l'accent est mis sur la phase d'assemblage, d'intégration et de test (AIT) du module de photo-détection (PDM) ayant impliqué les équipes des laboratoires parisiens du LAL et de l'APC. L'ensemble de l'AIT de l'instrument EUSO-Balloon n'est pas présentée, puisque cette phase a nécessité le travail de plusieurs laboratoires européens pendant plus d'un an. Seules les activités auxquelles les groupes du LAL et de l'APC ont participé sont présentées. Enfin, l'opération du ballon lors du vol effectué en août 2014 est décrite.

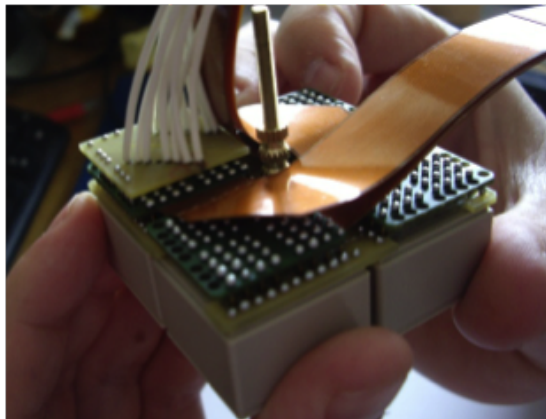
7.1 Phases de développement du projet

Le projet EUSO-Balloon est une mission dirigée par le CNES et a donc suivi le développement classique d'un projet spatial, la différence majeure étant que l'ensemble de ce projet a été mené en seulement 3 ans sans compter la phase d'exploitation des données. Ce projet a été articulé autour de quatre phases.

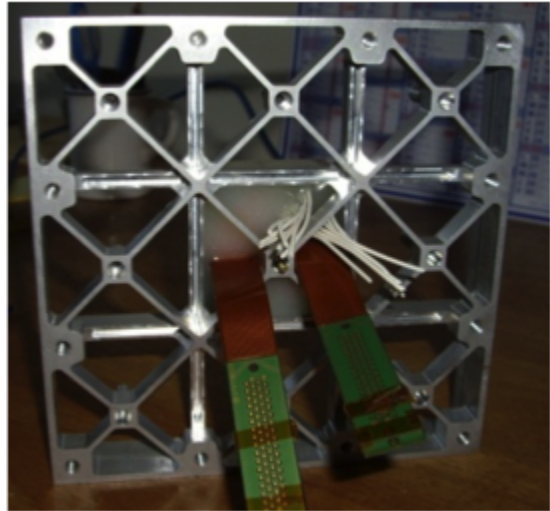
Phase A

Cette première phase consacrée à l'étude de faisabilité du projet a débuté en septembre 2011. Le groupe EUSO-Balloon a bénéficié des études de définition des systèmes menées précédemment dans le cadre du projet JEM-EUSO. Ceci a permis de réaliser la phase d'étude du projet EUSO-Balloon en seulement quelque mois. Les principales nouveautés concernent alors les solutions techniques permettant l'alimentation et la lecture d'une caméra UV composée de multiples photo-détecteurs. Ainsi, c'est lors de cette phase de réflexion que la conception des « Elementary Cells » décrites en 4.2.4.1 a été pensée. La solution d'utiliser trois étages de PCB pour l'alimentation et la lecture des signaux d'anodes a été adoptée lors de cette phase (voir figure 4.5). La conception des cartes

7. LES ÉTAPES DU PROJET EUSO-BALLOON



(a)



(b)

FIGURE 7.1 – Prototype mécanique d’EC. (a) Assemblage des différents étages de PCB distribuant les hautes tensions aux 4 MAPMTs de l’EC et récupérant les 256 signaux d’anode. (b) Vérification de l’agencement du prototype mécanique dans la structure métallique du PDM devant accueillir les 9 ECs.

électroniques « ASIC-board » et « PDM-board » ont également été pensées lors de cette première phase. La phase A du projet EUSO-Balloon s’est terminée en février 2012 par une revue du projet par le CNES.

Phase B

La phase B a été dédiée à la réalisation de prototypes des différents sous-systèmes du PDM et de son électronique. Deux prototypes, l’un mécanique et l’autre électrique, d’« Elementary Cell » ont été produits lors de cette phase.

Le prototype mécanique, visible en figure 7.1, a été utilisé pour vérifier l’agencement des composants de l’EC, à savoir les différents étages de PCB permettant la distribution des hautes tensions et la lecture des signaux d’anode. Il a également permis de vérifier l’agencement d’un EC dans la structure mécanique. Ce prototype ne contient pas de MAPMTs mais dispose d’éléments plastiques de même dimensions afin de vérifier l’agencement de l’ensemble.

Le prototype électrique, visible en figure 7.2, permet de valider le fonctionnement de l’EC, à savoir sa polarisation et la récupération des signaux d’anode. Il dispose pour cela de véritables MAPMTs.

Les premières cartes « ASIC-board » ont été produites et testées sur un banc dédié utilisant une carte de test. Puis les premiers tests couplant les cartes « ASIC-board » à la « PDM-board » ont été effectués. La transmission des paramètres d’acquisition des « ASIC-boards » par la « PDM-board » a été validée. La transmission des données à la « PDM-board » a également été vérifiée en procédant à une injection de charge à l’entrée d’une voie d’ASIC, comme il est illustré en figure 7.3.

Cette phase B s’est achevée par un « Critical Design Review » (CDR) en décembre 2012.

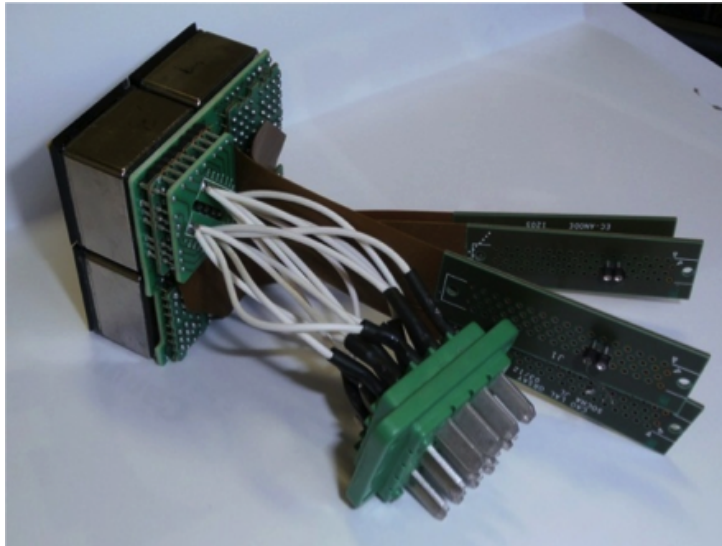


FIGURE 7.2 – Prototype électrique d'EC.

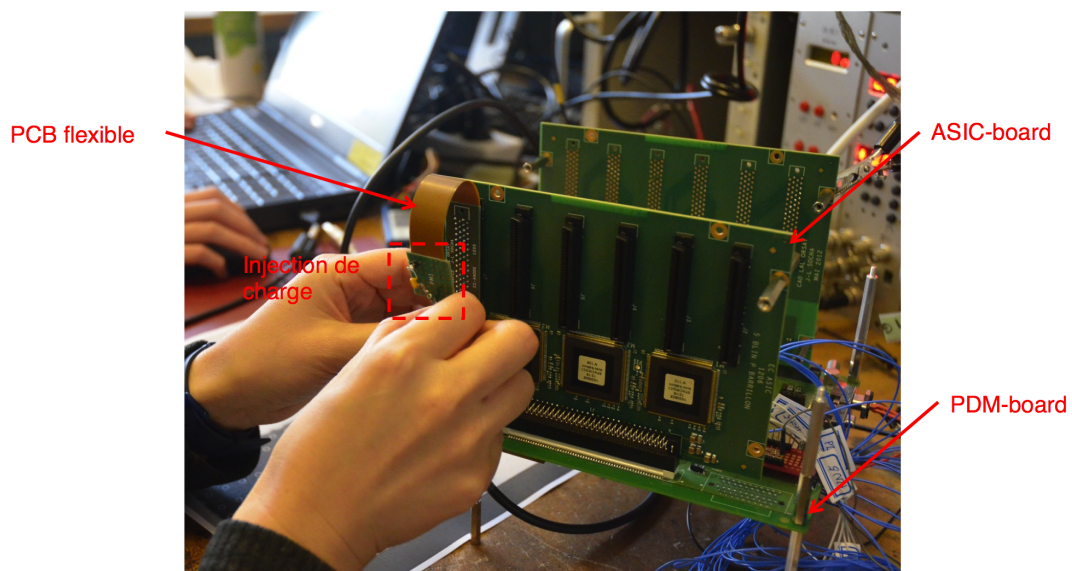


FIGURE 7.3 – Test d'injection de charge. Un PCB flexible utilisé pour transmettre les signaux d'anodes des ECs jusqu'aux cartes ASIC est utilisé afin d'injecter une charge électrique sur une voie d'ASIC SPACIROC. Les données sont ensuite transmises à la carte PDM sur laquelle est branchée la carte ASIC, afin de vérifier la transmission des données.

Phase C/D

Le CNES valida ainsi la construction de l'instrument pour les phases C/D. Les différents composants ont été commandés et la réalisation de pièces maîtresses, telles que les ECs, auprès des industriels fut réalisée. Cette phase s'est poursuivie par l'assemblage, l'intégration et les tests (AIT) de l'instrument. L'AIT a consisté à réaliser l'intégration fonctionnelle des différents sous-systèmes du PDM et de calibrer ses photo-détecteurs. Ceci a nécessité l'intégration du PDM avec le DP. Finalement, l'ensemble de l'instrument a été monté afin de vérifier le couplage du module optique, du PDM et du DP.

7.2 La phase d'Assemblage, Intégration et Test

Dans la suite, les étapes de la phase d'AIT auxquelles j'ai personnellement contribué, sont présentées brièvement.

7.2.1 Test des modèles de vol d'« Elementary Cells »

Chaque « Elementary Cell » a été assemblé et enrobé par l'entreprise Matra. Chacun des ECs reçu a donc été testé individuellement afin de vérifier sa fonctionnalité, à savoir vérifier s'il permet de réaliser de la photo-détection. La description de la procédure de test et les résultats principaux sont présentés dans la suite.

Procédure de test

À ce stade de l'intégration, seuls les ECs ainsi que les cartes ASIC étaient disponibles. En l'absence de la carte PDM, du DP et des alimentations Cockcroft-Walton, les ECs ont dû être testés un par un avec un montage spécifique. La figure 6.7 représente le montage utilisé lors de cette phase de test. L'EC est connecté, via les câbles kaptons, à deux cartes ASIC qui doivent récupérer et traiter les signaux d'anode de l'EC. Cette connexion sur deux cartes est nécessaire pour la lecture d'un EC puisque tous les connecteurs sont situés sur une seule face de la carte ASIC. Les signaux sont ensuite transmis à deux cartes de test (une carte de test ne peut lire qu'une seule carte ASIC à la fois) comportant un FPGA. Cette carte de test sert alors d'interface pour récupérer les données sur un ordinateur portable via l'utilisation d'un câble USB. L'acquisition et le traitement des données sont réalisés grâce à un programme LabView. L'ensemble du montage est placé dans la boîte noire décrite en section 5.2.1. Une source lumineuse, basée sur une LED et une sphère comme décrit en section 5.2.2, est utilisée.

Ce montage dispose cependant de quelques limitations. En effet, l'ordinateur, via son interface LabView, ne permet de réaliser des acquisitions de données qu'avec une seule carte de test à la fois. Ainsi, une première acquisition de données permet de tester la première moitié d'un EC et il faut une deuxième acquisition avec la deuxième carte afin de tester la seconde moitié. Le fait de ne pouvoir lire qu'une seule carte de test ralentit donc le processus de vérification du fonctionnement de l'EC. Ici, le montage à deux cartes est donc utilisé afin de limiter la perte de temps que génèreraient les manipulations nécessaires lors de l'utilisation d'une seule carte ne permettant de lire qu'une moitié de l'EC.

L'alimentation des 4 MAPMTs constituant un EC est réalisée à l'aide d'une alimentation CAEN modèle A1532 permettant de délivrer les 12 hautes tensions aux dynodes

des 4 MAPMTs. Ici, seules 12 hautes tensions sont nécessaires puisque chaque EC dispose d'un PCB permettant de distribuer ces 12 tensions aux 4 jeux de 12 dynodes de l'EC. La faible tension d'une vingtaine de volts à délivrer aux électrodes de garde étant instable à cette valeur, une alimentation de laboratoire supplémentaire est utilisée.

Le test consiste alors à polariser l'EC et à l'illuminer de manière à vérifier que des signaux de photo-détection sont bien lisibles sur chacune des 256 anodes qui constituent un EC.

Résultat du test de fonctionnalité

10 ECs furent testés lors de cette phase. Seuls 9 ECs étant nécessaires à la constitution d'un PDM, le dixième est utilisé en tant que pièce de rechange. Cependant, un EC fut détecté comme défaillant. En effet, sur les 4 MAPMTs de l'EC en question, un seul était alimenté en haute tension, le rendant inutilisable en tant que modèle de vol.

Cet EC défaillant a donc été démonté, à savoir que la résine d'enrobage a été retirée en réalisant un détrempage dans un bain d'acétone. Un examen minutieux a permis de détecter que l'absence de point de soudure sur le PCB EC-dynode (voir figure 4.5), permettant de distribuer les hautes tensions aux 4 MAPMTs, était à l'origine de ce défaut d'alimentation.

C'est également lors de cette phase de test que le processus d'égénération des gains présenté au chapitre 6 a été réalisé. Cette procédure a donc permis de valider la fonction d'égénération des gains de l'ASIC SPACIROC I.

7.2.2 Test du mode intégrateur de SPACIROC (KI)

Le KI, qui a été présenté en 3.3, a été étudié dès les premières phases d'AIT. Ce mode permet d'intégrer la charge délivrée par les MAPMTs. Ce mode intégrateur permet également de déclencher les mécanismes de commutation des hautes tensions suivant la logique présentée en figure 3.14. Une voie de KI regroupe les signaux provenant de 8 anodes.

Lors de cette phase de test, la réponse du KI en fonction de la charge produite par le MAPMT a été étudiée et ce afin de pouvoir définir les paramètres de ce mode. Le montage utilisé correspond à celui présenté en 7.2.1. Le test consiste à illuminer seulement les pixels d'une voie de KI en utilisant un masque. La réponse du KI est ainsi étudiée sous différentes intensités lumineuses tout en mesurant le courant débité par l'ensemble des douzièmes (et dernières) dynodes de ces 8 pixels. La figure 7.4 (a) permet de vérifier que la réponse du KI ne dépend pas du nombre de pixels illuminés mais seulement de la charge en entrée. Ainsi, les courbes de mesure pour un nombre différent de pixels sont identiques et le KI permet de mesurer une charge sur une plage d'environ $1\ \mu\text{A}$ jusqu'à $35\ \mu\text{A}$, quelque soit le nombre de pixels illuminés. La figure 7.4 (b) montre l'équivalent en nombre de photo-électrons par pixel par GTU pour différents nombre de pixels illuminés. Ainsi, lorsque le KI délivre une cinquantaine de coups par GTU, cela correspond à un courant de $20\ \mu\text{A}$ environ, quelque soit le nombre de pixels illuminés pour cette voie de KI. Si 8 pixels sont illuminés, cela correspond environ à une vingtaine de photo-électrons par GTU par pixel. Si 2 pixels seulement sont illuminés, il y a alors environ 4 fois plus de pe/GTU/pixel soit environ 80. Il est à noter que le mode de comptage de l'ASIC sature à un nombre maximum d'environ 30 photo-électrons par pixel par GTU. Dans la configuration présentée ici, le KI permet

7. LES ÉTAPES DU PROJET EUSO-BALLOON

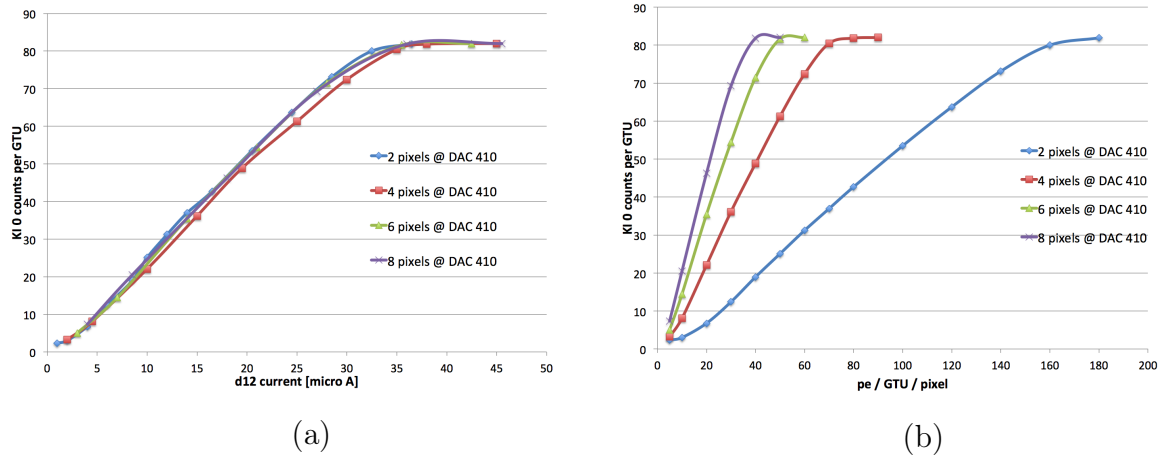


FIGURE 7.4 – (a) : mesure de la réponse du KI en fonction de la charge débitée sur les dynodes d12 des 8 pixels correspondant à la voie 0 du KI. (b) : équivalent en nombre de photo-électrons par pixel par GTU.

donc un recouvrement entre le mode de comptage et le mode intégrateur. Les mécanismes de commutation des hautes tensions peuvent être déclenchés lorsqu'un KI délivre une mesure de 80 coups par GTU correspondant à un courant supérieur à 35 μA .

7.2.3 Test d'interface entre les cartes ASIC et la carte PDM

L'interface entre la carte PDM et les 6 cartes ASIC nécessaires à la lecture des signaux d'anode des 36 MAPMTs a été testée. Cette vérification avait pour but de vérifier que la consommation était inférieure à ce que pouvait fournir le « Low Voltage Power Supply » de la carte PDM (LVPS-PDM). Le LVPS-PDM délivre l'alimentation à la carte PDM embarquant un FPGA. La carte PDM permet également de distribuer l'alimentation aux différentes cartes ASIC.

Pour réaliser cette mesure de la consommation, la carte PDM est alimentée à l'aide d'une alimentation de laboratoire. Les cartes ASIC sont branchées une par une à la carte PDM et à chaque étape, la consommation est vérifiée. Il fut ainsi montré que la consommation ne dépassait pas la limite des $2 \times 15 \text{ W}$ comme il peut être vu en figure 7.5.

Lors de ce test, il a été également remarqué que le bruit électronique augmente lorsque plusieurs cartes ASIC sont branchées en même temps sur la carte PDM. Cet effet a été réduit en améliorant la distribution des masses entre les différentes cartes.

7.2.4 Test d'intégration HVPS-CW + EC + ASIC-board

Les alimentations haute tension (ou High Voltage Power Supply) de type Cockcroft-Walton (HVPS-CW) qui doivent être utilisées lors du vol ont été vérifiées à l'aide d'un EC. Le dispositif utilisé correspond alors à celui présenté en 7.2.1 utilisant deux cartes ASIC pour lire un EC. Les deux cartes ASIC sont lues par deux cartes de test.

Les 9 CWs de vol, nécessaires à l'alimentation des 9 ECs, sont testés un par un en illuminant l'EC en lumière continue à l'aide du montage de la sphère intégrante et de la LED UV. La figure 7.6 présente les « s-curves » obtenues pour un pixel de l'EC alimenté

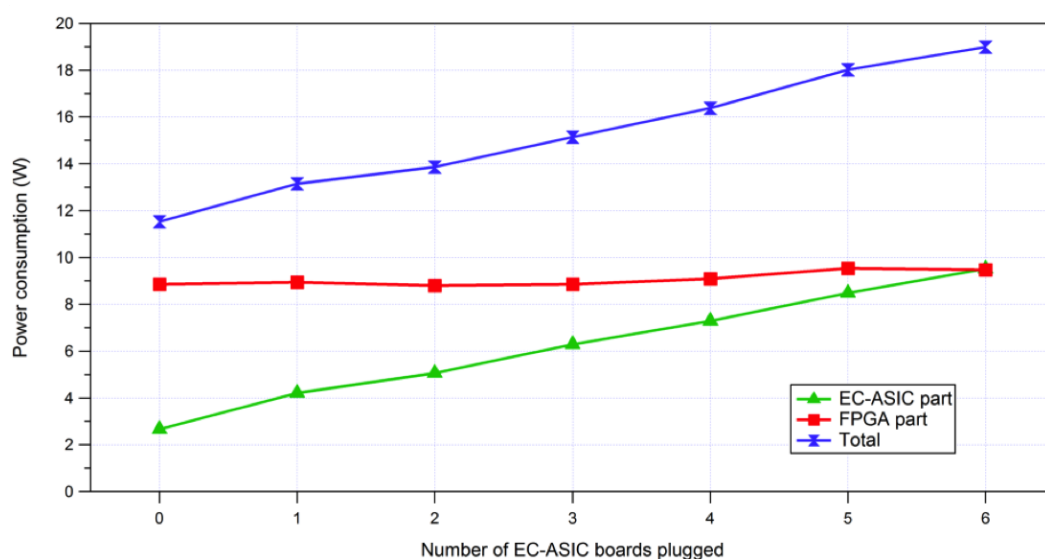


FIGURE 7.5 – Consommation de l'ensemble « PDM-board » et « ASIC-board » en fonction du nombre de cartes ASIC branchées. La consommation de la carte PDM reste inférieure à 15 W de même que la consommation de l'ensemble des 6 cartes ASIC.

par les 9 HVPS-CW de vol. La présence de signaux de détection valide le fonctionnement des 9 alimentations haute tension.

7.2.5 Test de l'ensemble du PDM et de son interface avec le DP

Plusieurs tests ont été effectués sur l'ensemble du PDM, à savoir les 9 ECs, lus par les 6 cartes ASIC, interfacées avec la carte PDM. Lors de ces différents tests, les 36 MAPMTs étaient polarisés soit par les HVPS-CW modèles de vol soit par une alimentation de laboratoire CAEN.

Les premiers tests fonctionnels ont permis de vérifier que l'ensemble des ECs pouvaient être alimentés simultanément par les HVPS-CW, et que les signaux d'anodes pouvaient être analysés et transmis à toute la chaîne de détection. Lors de cette vérification fonctionnelle, il fut remarqué que le routage des données était faux, c'est à dire que l'on ne reliait pas correctement les signaux reçus avec la position physique du pixel correspondant dans le PDM. Ce problème fut résolu par « reverse engineering » en illuminant certaines parties du PDM. La figure 7.7 présente le résultat final prouvant que le routage des données fut corrigé.

L'ensemble des sous-systèmes du PDM ayant été testé, la phase suivante consiste à interfacier le PDM avec le DP. Il est à noter que les différents sous-systèmes du DP, décrits au chapitre 4, ont été intégrés et testés par les équipes responsables venant d'Italie, d'Allemagne et du Mexique et que les tests de ces sous-systèmes ne sont pas décrits ici.

L'interface entre la PDM, le CCB et le CPU est critique puisqu'elle permet la communication entre le PDM et le DP. Cette interface a été testée continuellement lors du développement du « firmware » de la carte PDM. Il fut principalement vérifié que :

- la configuration des ASICs est réalisée correctement en réalisant un test de linéarité du seuil de détection ;

7. LES ÉTAPES DU PROJET EUSO-BALLOON

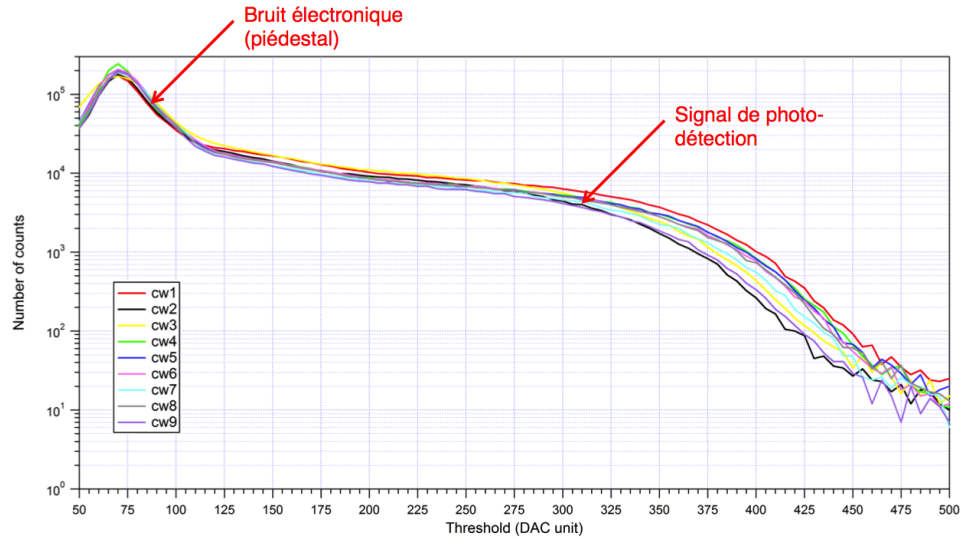
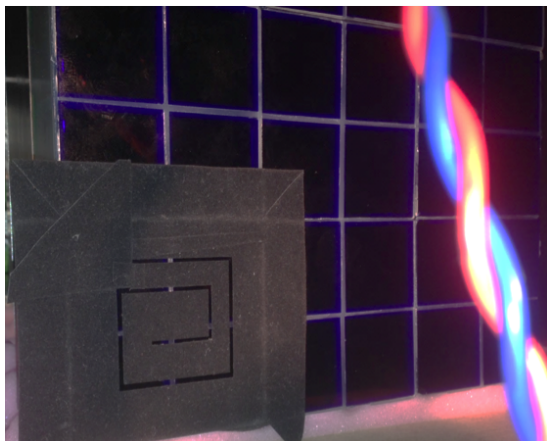
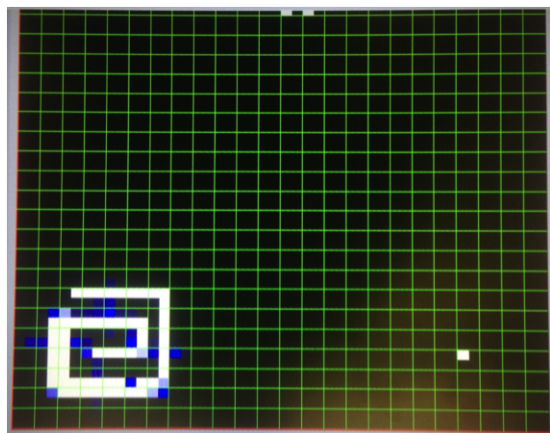


FIGURE 7.6 – S-curves d'un pixel de l'EC. Chaque courbe correspond à l'utilisation d'un CW pour alimenter l'EC.



(a)



(b)

FIGURE 7.7 – (a) Masque non-symétrique permettant de vérifier le décodage/routage des données au niveau d'un EC. (b) Résultat de l'illumination de l'EC affiché avec une interface LabView. Les signaux sont reliés à la position physique réelle des pixels dans le PDM.

- l’envoi des commandes aux ASIC est correct ;
- le transfert des données vers le DP est réalisable.

Ces tests ont également permis de vérifier le fonctionnement de l’ensemble du DP notamment par l’acquisition de milliers d’événements. Ces tests fonctionnels ont ensuite débouché sur la possibilité de réaliser les tests environnementaux de l’instrument. Dans la suite, une section entière est dédiée aux tests environnementaux du PDM et du DP car comme il sera vu dans la suite, le fonctionnement d’EUSO-Balloon aux basses pressions conditionne ses performances.

7.3 Tests environnementaux du PDM et DP

EUSO-Balloon est conçu pour être transporté par un ballon stratosphérique ouvert pouvant atteindre des altitudes de l’ordre de 40 km. À ces altitudes, la pression atmosphérique attendue est de l’ordre de quelques millibars. Cette basse pression n’est en aucun cas anecdotique pour EUSO-Balloon puisque cela impose de nombreuses contraintes. En effet, cette basse pression pose les problématiques :

- du refroidissement de l’électronique ;
- de l’isolement électrique des composants sous haute tension (ECs, HVPS).

7.3.1 Échanges thermiques

Les échanges thermiques sont possibles de trois manières : par conduction, convection et rayonnement. Le transfert par conduction est un transfert énergétique par chocs de proche en proche entre les molécules ou atomes du milieu (solide, liquide ou gaz) et ce sans déplacement de matière. La convection se produit dans les milieux liquides et gazeux et correspond au déplacement de matière. Dans le cas de l’échange thermique entre un radiateur (d’un composant électronique par exemple) et l’air ambiant, le volume de gaz en contact avec les surfaces de refroidissement va pomper la chaleur. En se réchauffant, sa masse volumique augmente et induit un mouvement de convection permettant le renouvellement avec un gaz plus froid en contact avec le radiateur, permettant d’accélérer le transfert. Enfin, le transfert par rayonnement n’a pas besoin d’un milieu récepteur pour échanger de la chaleur. Les basses pressions seront donc dommageables pour les échanges thermiques des composants électroniques, puisque ces derniers ne peuvent alors échanger que par rayonnement et conduction.

Afin de permettre le refroidissement des systèmes électroniques, les composants doivent être reliés à un point froid. Ce dernier consiste en une plaque d’aluminium sur laquelle est accrochée l’ensemble des systèmes électriques. Cette plaque est exposée à l’environnement extérieur et permet d’arrimer l’instrument au ballon. La température de l’atmosphère à 40 km d’altitude (altitude maximale atteignable par les ballons stratosphériques) est de l’ordre de -10 à -20° C. La figure 4.2 présente comment le PDM et le DP sont assemblés sur cette plaque.

7.3.2 Isolement électrique

La seconde contrainte concerne la tension disruptive dans l’air. Un arc électrique dans un gaz entre deux électrodes est créé lorsque le champ électrique appliqué est suffisamment

7. LES ÉTAPES DU PROJET EUSO-BALLOON

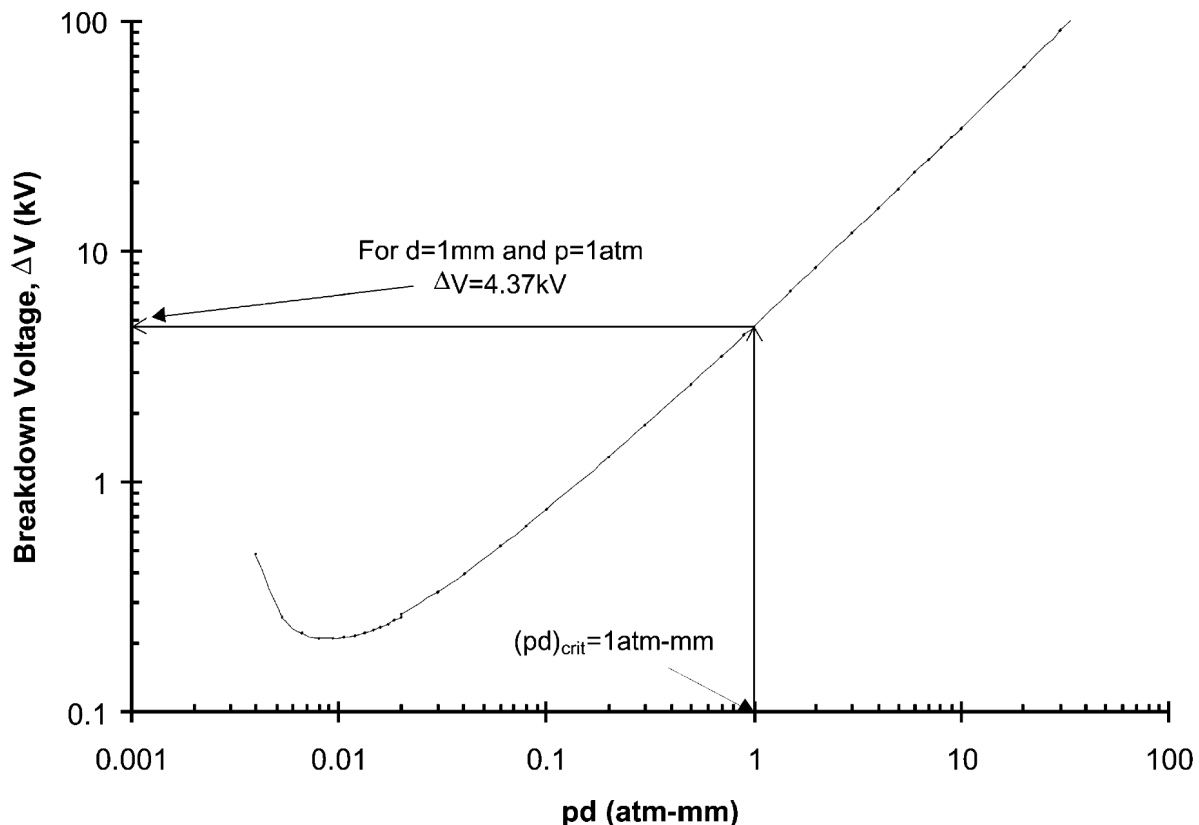


FIGURE 7.8 – Courbe de Paschen pour l’air sec représentant la tension de claquage entre deux électrodes séparées par une quantité d’air exprimée comme le produit de la pression par la distance. Les indications sur le graphique correspondent à la tension disruptive entre deux électrodes séparées d’un millimètre à pression atmosphérique. Extrait de [53].

important pour accélérer les électrons libres à une énergie supérieure à l’énergie d’ionisation du gaz, déclenchant alors une avalanche. Lorsque la pression du gaz augmente, le libre parcours moyen des électrons diminue et le champ électrique appliqué doit donc être augmenté afin que les électrons puissent être accélérés afin d’atteindre une énergie supérieure à l’énergie d’ionisation. Dans le cas contraire, la pression diminuant, la tension de claquage entre deux électrodes devient plus faible.

Cet effet a été mesuré pour la première fois par Friedrich Paschen en 1889 [86] et représenté à l’aide des courbes de Paschen. Cette courbe présente la tension critique pour laquelle un arc électrique est créé entre deux électrodes en fonction de la pression et de la distance de séparation. Une courbe pour l’air sec est présentée en figure 7.8. On remarque ainsi la présence d’un minimum appelé minimum de Paschen. En effet, lorsque la pression continue à diminuer après ce minimum, les particules ne sont plus assez nombreuses pour entretenir l’avalanche électronique. Cela explique que la tension disruptive augmente fortement lorsque la pression diminue après le minimum.

Retournons au cas d’EUSO-Balloon en considérant les tensions de polarisation des MAPMTs, typiquement de l’ordre du kV. En se référant à la courbe en figure 7.8, la quantité d’air correspondante à une décharge est comprise entre 0,1 et 0,2 atm.mm. À pression atmosphérique, cela correspond à une distance minimale entre les électrodes de

0,1 à 0,2 mm, ce qui est très faible. Cependant, à une pression de 3 mbar, cette distance est comprise entre 33 et 66 mm ce qui est beaucoup plus important et préoccupant. En effet, les câbles d'alimentation des PMTs mais aussi et surtout les EC-units eux-mêmes, dont la taille caractéristique est de l'ordre de 5 cm, doivent être protégés. Cela est réalisé grâce à l'enrobage, appelé également « potting », de la base des EC-units et plus précisément des cartes de distribution des hautes tensions (EC-HV, voir figures 4.5 et 6.7). Les câbles de hautes tensions ont également dû être protégés. En effet, chaque EC-unit dispose de 14 câbles afin d'alimenter les dynodes, les électrodes de garde des 4 MAPMTs. Chacun de ces câbles est connecté au câble correspondant sortant des boîtiers de haute tension grâce à des connecteurs mâles/femelles. Chacune des connections a donc été protégée par un tube en téflon afin d'éviter les courts-circuits entre les câbles d'alimentation des dynodes mais aussi les décharges avec les parties métalliques de la structure du PDM.

7.3.3 Dispositif expérimental et opérations

Le CNES dispose d'une enceinte permettant de recréer différentes conditions atmosphériques pour réaliser des tests sur de grands instruments. Il s'agit d'une cuve d'environ 2 mètres de diamètre et de 3 mètres de haut dont les parois sont recouvertes par un écran thermique permettant de soumettre l'instrument testé à une température de consigne, le tout à très faible pression. D'autres tests effectués à basse pression et température ambiante ont également été réalisés à l'APC. Ces tests effectués dans le laboratoire où l'instrument a été intégré ont permis de mieux comprendre les défauts de l'instrument au niveau de la polarisation à basse tension.

L'ensemble de la chaîne d'acquisition (PDM + DP) a ainsi été soumise à des pressions variant de 1 bar à 3 mbar (la pression atmosphérique à 40 km d'altitude) et des températures de -20 à +50 ° C. Les tests effectués consistent à vérifier :

- que les hautes tensions puissent être appliquées à leur valeur nominale (950 V au minimum et 1100 V au maximum) sur l'ensemble des ECs ;
- que les différents sous-systèmes ne présentent pas de surchauffe à 3 mbar et ce pour les diverses températures testées.

Des tests similaires ont également eu lieu à l'APC dans une cuve à vide. Dans ce cas, les tests visaient à tester la possibilité de polariser les ECs à basse pression, la cuve à disposition ne disposant pas de dispositif pour imposer une température de consigne.

7.3.4 Résultats des tests

7.3.4.1 Échanges thermiques

Un résultat important de ces tests est que la PDM-board se met en sécurité lorsque la température environnante est de l'ordre de 50° C. Les transferts thermiques ont été améliorés en ajoutant des ponts thermiques entre les composants surchauffants (FPGA et convertisseurs DC/DC) et la plaque point froid. Cette correction a permis à la PDM board de fonctionner correctement lors du vol.

7. LES ÉTAPES DU PROJET EUSO-BALLOON

7.3.4.2 Problématique de la polarisation à basse pression

Les hautes tensions étaient impossibles à utiliser à la valeur nominale de 950 V. La procédure d'alimentation consiste à augmenter de 50 V la tension de chaque EC-unit afin de garder l'ensemble de la surface focale à la même tension lors de la mise sous tension. Il fut remarqué que les générateurs (les Cockcroft-Walton), se mettaient en sécurité pour des tensions de l'ordre de quelques centaines de volts.

Le problème fut identifié, non sans mal, après plusieurs séries de test et a pour origine la vis centrale permettant de relier les EC-units à la structure. Ce défaut fut pourtant identifié dès la réception des premiers EC-units. En effet, un courant tiré par la photocathode, de l'ordre de $60 \mu A$ (alors que celui-ci n'est en pratique pas mesurable en régime du photoélectron : $1pe/GTU \simeq 10 pA$) pour une tension de 800 V sur la photocathode [26], était observé lorsque la vis centrale, en métal, était à la masse. Cette vis, solidaire de la carte PCB EC-dynode (voir figure 4.5), est proche d'un pin relié à la photocathode et la résine utilisée pour l'enrobage aurait dû isoler les deux composants. Le problème fut résolu à l'époque, lors du tri [26] et de l'égalesation des gains des MAPMTs, en mettant cette vis à la même tension que la photocathode et en changeant la structure mécanique en aluminium du PDM pour un matériau isolant (du delrin). Néanmoins, pour les tests à 3 mbar, cette stratégie n'est pas possible. En effet, nous savons qu'à 3 mbar, la distance à respecter pour éviter un claquage à 950 V est de l'ordre de 3 à 6 cm. La partie de la vis émergente du « potting » a été coupée et une tige en nylon a été collée par dessus afin de pouvoir fixer l'EC-unit à sa structure mécanique en delrin. Un câble de haute tension terminé par une cosse fut également collé entre la vis métallique et celle en nylon.

Cependant, le PDM ne put être polarisé à 950 V dans cette configuration. La vis étant normalement isolée, il fut alors décidé de ne plus polariser la vis centrale en métal, toujours présente à l'intérieur du « potting ». Ainsi, les tests à 3 mbar montrèrent que le PDM peut être polarisé à 950 V. Cependant, les boîtiers de haute tension se mettent toujours en protection lorsque la polarisation est poussée à 1000 V. Le PDM a donc été polarisé à une tension maximale de 950 V par la suite.

7.4 Problèmes rencontrés lors de l'intégration

Outre l'impossibilité de polariser le PDM à une tension supérieure à 950 V, divers problèmes ont du être surmontés lors de cette intégration. Ces problèmes, qui concernent aussi d'autres sous-systèmes que le PDM sont exposés dans la suite.

7.4.1 Problème de répartition des masses - impact sur l'égalesation des gains

Lors de la phase d'égalesation des gains, chaque EC a été testé à l'aide de deux cartes ASICs. Cette phase a permis de déterminer les coefficient de préamplification de chaque pixel du PDM. Elle a également permis de déterminer l'amplitude du seuil pour les MAPMTs.

Le test de l'ensemble de la chaîne d'acquisition a permis d'identifier un problème compromettant le bon fonctionnement du PDM. En effet, un niveau de bruit bien supérieur à l'amplitude des signaux de détection de photons a été observé, rendant l'utilisation du PDM impossible. Différentes configurations de masse ont été testées en reliant chaque

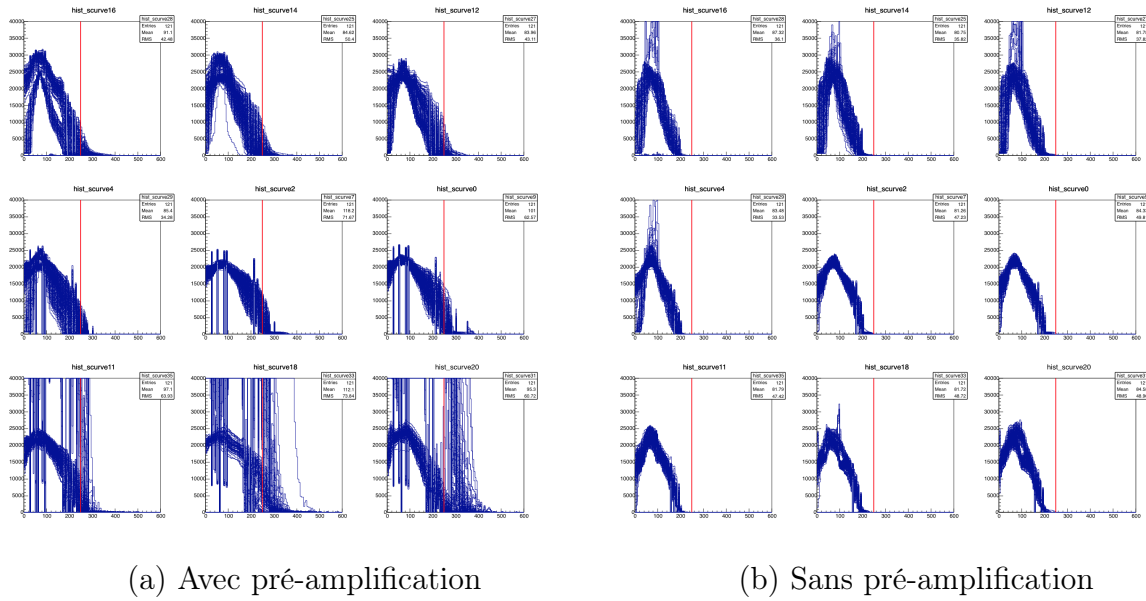


FIGURE 7.9 – Amplification du bruit électronique lors de l'utilisation des tables d'égalisation des gains lors de mesures à 950 V dans le noir. Le segment rouge indique le seuil de détection utilisé. (a) : effet de la préamplification permettant l'égalisation des gains sur les piédestaux. Le bruit électronique dépasse le seuil de détection. (b) : piédestaux sans préamplification. Les piédestaux sont sous la limite de détection.

masse analogique et numérique de chaque carte à un point commun et ce en utilisant des câbles de retour de masse bien plus conséquents.

Il fut montré par la suite une influence directe de la pré-amplification sur l'amplitude des piédestaux représentant le bruit électronique comme il peut être vu en figure 7.9. Cette figure présente les s-courbes des signaux de piédestaux des 256 voies de chaque EC. Les mesures ont été effectuées sans lumière afin d'observer uniquement l'influence de l'électronique. Le segment rouge matérialise le seuil de détection choisi afin de pouvoir sélectionner le signal et correspondant à la valeur de DAC 250. Dans le cas (a), les signaux sont préamplifiés par les ASICs tandis que dans le cas (b) un gain unité est appliqué. Ce constat démontre alors la présence d'une source de bruit en amont de l'électronique de lecture par une possible boucle de masse ou bien un effet d'antenne des câbles kaptons permettant la connexion des ECs aux cartes de lectures. La préamplification ne fut donc pas utilisée par la suite.

7.4.2 Problème de manufacture de la lentille diffractive

Lors de l'intégration du système optique au laboratoire IRAP à Toulouse, il fut remarqué que la lentille diffractive de Fresnel présentait un défaut dans ses gravures, la rendant impossible à utiliser. Cette lentille, placée en seconde position, entre deux lentilles convergentes de Fresnel, a pour but de réduire les aberrations chromatiques et ainsi permet de diminuer la tâche focale ou PSF. Dans notre cas, la lentille ne permettait pas de focaliser la lumière sur le PDM comme le montre la figure 7.10. Cette figure représente la quantité de flux lumineux contenu dans une surface circulaire en fonction du rayon du cercle. Ce flux désigne la proportion de flux contenu par rapport au flux émis par la source lumineuse

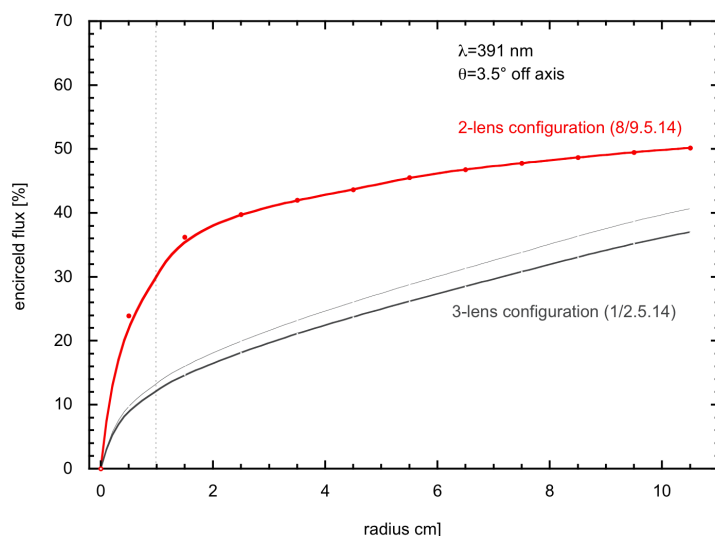


FIGURE 7.10 – Flux lumineux contenu dans une surface circulaire sur la surface focale du PDM en fonction du rayon. Les configurations à 2 et 3 lentilles sont comparées. Il est visible que pour la configuration à 3 lentilles, il n’y a aucun plateau. Mesures effectuées par C. Catalano.

sur la première lentille. La configuration à 3 lentilles est comparée à celle à 2 lentilles. Il est visible que la configuration à 2 lentilles présente une bien meilleure focalisation de la lumière dans le plan focal contenant le PDM.

Ainsi, sans cette lentille diffractive, la PSF n’est plus inférieure à la taille d’un pixel mais correspond à un carré de 3 pixels par 3 (un pixel mesure $\sim 2,9 \text{ mm}$ de côté) comme il peut être vu en figure 7.11. Cette figure présente une image de la PSF mesurée avec l’optique seulement constituée des deux lentilles convergentes de Fresnel. Un fit gaussien permet de définir le rayon de la PSF.

L’origine du défaut de gravure fut identifié par l’équipe japonaise en charge de sa production. Il s’agissait d’une simple erreur dans l’assignation des commandes dans la machine-outil.

7.4.3 Autres fonctionnalités non-implémentées

Le « trigger »

Le mécanisme de « trigger », présenté en section 3.2.4, n’a pu être implémenté pour EUSO-Balloon et ceci pour des raisons de manque de ressources du FPGA de la « PDM-board ». Ainsi lors du vol, l’instrument a pris continuellement des données. Cette acquisition continue s’est faite par paquets de 128 GTUs avec une fréquence d’environ 20 Hz. Chaque GTU ayant un temps effectif de mesure de $2,3 \mu\text{s}$, sur un vol de 5 heures, seulement 75 s de données ont été enregistrées.

Le mode intégrateur de SPACIROC (KI)

Lors des tests avec PDM + DP, il a été observé que l’envoi des paramètres de KI ne fonctionnait pas. Une erreur dans le logiciel de commande ne permettait pas de pouvoir

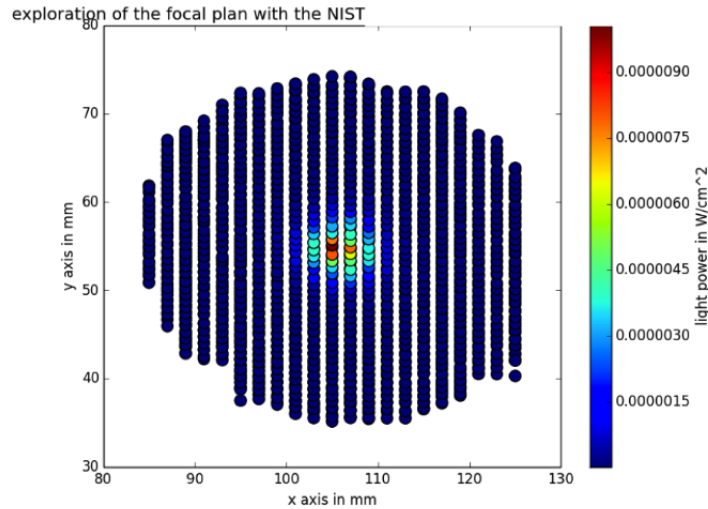


FIGURE 7.11 – Image de la tâche focale pour des rayons lumineux arrivant avec un angle de $2,3^\circ$ par rapport à l'axe optique. Les origines des axes vertical et horizontal sont arbitraires. Extrait de [30].

fixer les paramètres. Ce test ayant été effectué moins de deux semaines avant l'envoi de l'instrument vers le site de lancement, il n'a pas été possible d'identifier l'erreur et de la corriger.

Le vol a donc été effectué sans le mode intégrateur. Le système de commutation des hautes tensions, commandé par la réponse du KI, n'a pas non plus été utilisé. Cependant, le vol s'effectuant au-dessus des forêts d'Ontario, il n'était pas attendu que des sources de lumière UV intenses soient survolées. Il a cependant été vérifié que l'éclairage public de la ville de Timmins, proche du site de lancement, n'utilise pas de lampe à vapeur de mercure qui émet un fort rayonnement ultra-violet.

7.5 Préparation du vol sur le site de lancement

EUSO-Balloon fait parti de la campagne de vols en ballons stratosphériques « Strato Science 2014 ». Il s'agit d'une campagne collaborative entre les agences spatiales française et canadienne (le CNES et l'ASC). Elle s'est déroulée en août 2014 sur l'aéroport de Timmins, en Ontario (Canada).

L'instrument a été transporté démonté depuis Toulouse et ce afin de pouvoir protéger chaque sous-système pendant le transport. Dès l'ouverture de la base, l'équipe a été présente afin de procéder à l'intégration des sous-systèmes d'EUSO-Balloon. Dans la suite sont présentés les tests fonctionnels les plus marquants effectués lors de cette semaine d'intégration. Ils prouvent d'une part que l'instrument ne présente pas un niveau de bruit électronique empêchant l'étude du bruit de fond UV et d'une autre part que la caméra est capable d'observer un rayonnement UV.

7. LES ÉTAPES DU PROJET EUSO-BALLOON

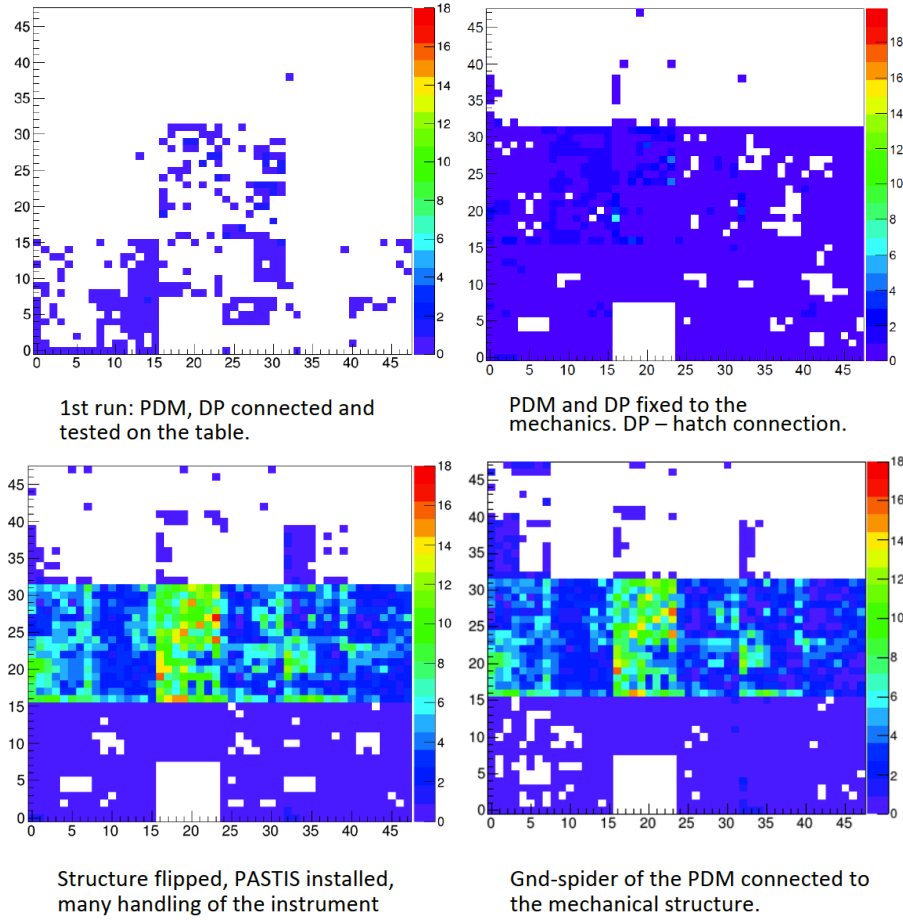


FIGURE 7.12 – Représentation graphique du taux de comptage des 2304 pixels du PDM et ayant pour origine le bruit électronique. Le quadrillage représente la surface focale du PDM et chaque carré représente la réponse d'un pixel. Le code couleur permet de représenter le nombre de signaux enregistrés par GTU. Ces mesures sont effectuées sans polariser les MAPMTs.

7.5.1 Vérification du niveau de bruit et du fonctionnement des hautes tensions

Lors de l'intégration des divers sous-systèmes, de nombreuses acquisitions ont été réalisées afin de vérifier le niveau de bruit sur la caméra. Ces acquisitions sont dans un premier temps effectuées sans polariser les MAPMTs du PDM. La figure 7.12 présente le niveau de bruit électronique au cours de l'intégration. Il peut être visible que ce niveau de bruit augmente lorsque les différents sous-systèmes sont ajoutés et que l'ensemble est fixé sur la structure métallique présentée en figure 7.13. Un travail a été effectué afin d'améliorer la mise à la masse électrique du PDM et de ses cartes électroniques. Un ensemble de câbles, nommé « ground-spider », reliant les masses numériques et analogiques des cartes a été relié à la plaque métallique améliorant le niveau de bruit. Il est cependant visible qu'une partie de la caméra présente un fort niveau de bruit.

Le test fonctionnel suivant consista à vérifier qu'il était possible de polariser le PDM à sa tension nominale de 950 V. Pour cela le PDM et les différents sous-systèmes fixés

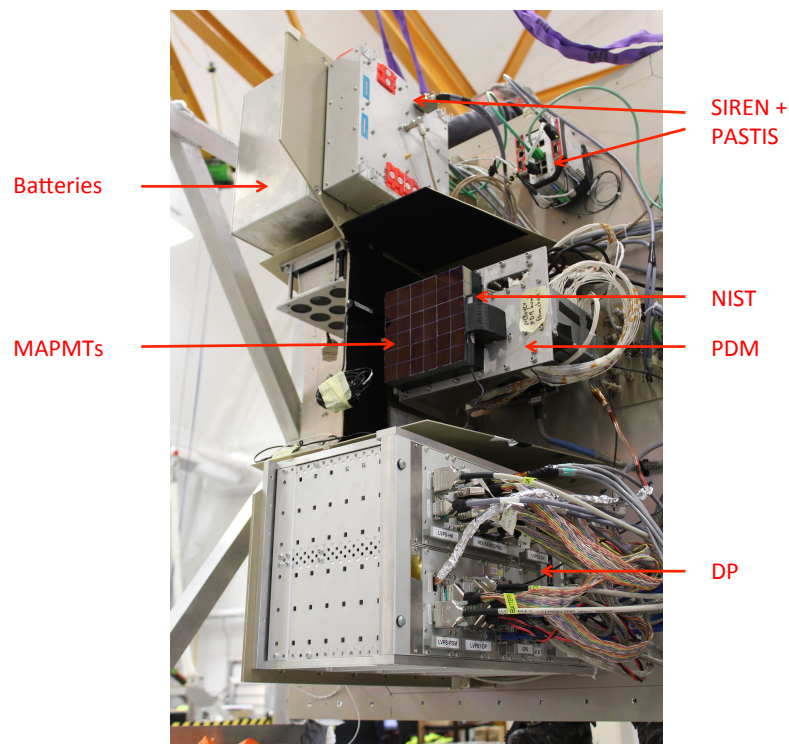


FIGURE 7.13 – Intégration des différents sous-systèmes sur la plaque support. Une photodiode NIST est placée à côté du PDM afin de contrôler le niveau d'intensité lumineuse lors des tests avec haute tension. Le système SIREN et le module PASTIS font partie du système de télémétrie du CNES.

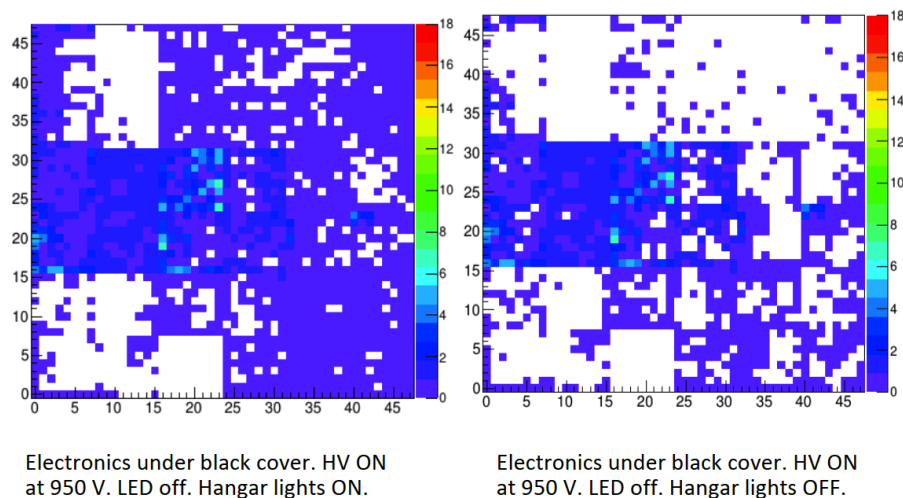


FIGURE 7.14 – Représentation graphique du taux de comptage des 2304 pixels du PDM polarisé à 950 V et sans source de lumière. Le quadrillage représente la surface focale du PDM et chaque carré représente la réponse d'un pixel. Le code couleur permet de représenter le nombre de signaux enregistrés par GTU.

sur la plaque support présentée en figure 7.13 sont placés sous une bâche noire. Une photodiode NIST, visible sur la figure 7.13 permet de vérifier qu'il est possible d'alimenter les MAPMTs sans que la lumière environnante soit trop importante.

Lorsqu'il fut vérifié qu'il était possible d'alimenter l'ensemble des 9 ECS du PDM à la tension nominale de 950 V, des acquisitions sans source de lumière furent réalisées. La figure 7.14 présente le résultat de ces tests montrant que la contamination par le bruit est faible. Cependant, l'étanchéité de la bâche n'étant pas parfaite, une proportion non déterminable de ce taux de comptage est imputable à la lumière ambiante. Les deux représentations graphiques de cette figure 7.14 représentent deux acquisitions avec et sans lumière dans le hangar d'intégration. La différence de taux de comptage lorsque la lumière du hangar est allumée ou éteinte montre la non-étanchéité de la bâche noire.

La figure 7.15 présente le taux de comptage de l'ensemble des pixels du PDM juste avant intégration de l'ensemble des sous-systèmes sur la plaque support de la figure 7.13 dans la structure de la gondole. Une vérification minutieuse de l'ensemble des câblages fut effectuée et la surface focale fut nettoyée afin de supprimer toute trace ou poussière. Cette acquisition a été effectuée sans haute tension et montre que l'instrument est prêt pour voler car ne présentant pas ou peu de bruit électronique.

7.5.2 Vérification pour autorisation au décollage

Afin de valider auprès du CNES que l'instrument est fonctionnel et peut voler, des tests de bonne santé de l'instrument en configuration de vol doivent être effectués. Les conditions de vol désignent le fait que la plaque support du PDM et autres sous-systèmes doivent être montés sur la structure de la gondole comme il peut être vu en 7.16.

Le test principal consiste à prouver que l'instrument est capable de détecter une lumière UV (démontrant ainsi le fonctionnement de l'ensemble de la chaîne de détection). Pour cela, une diode UV est placée sur la face interne de la dernière lentille, faisant ainsi

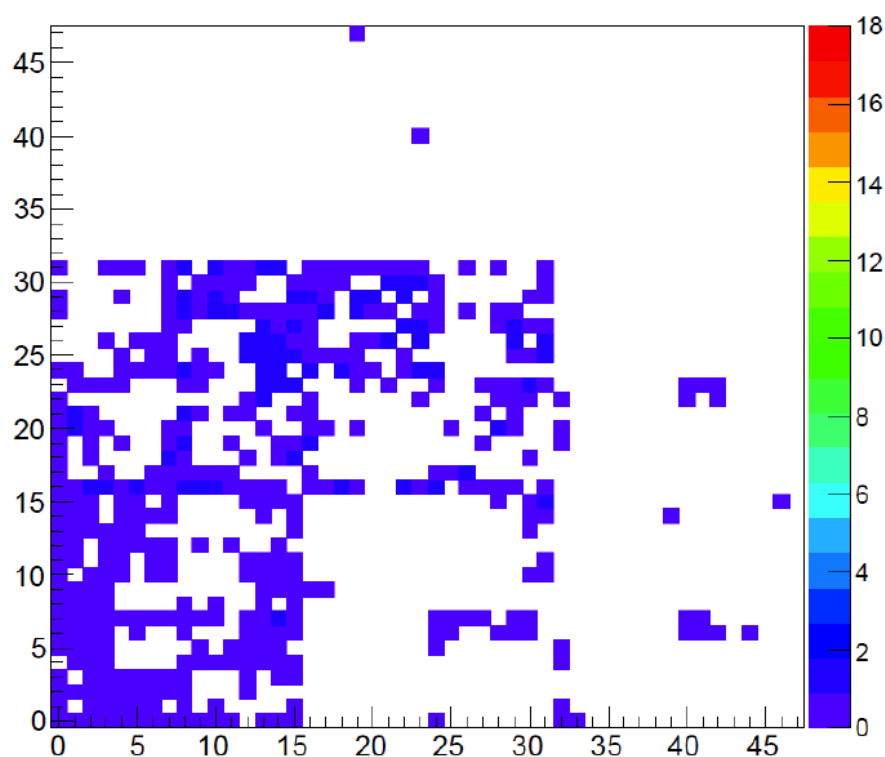


FIGURE 7.15 – Dernière acquisition effectuée sans haute tension avant fermeture de l'instrument dans la structure de la gondole. Le code couleur représente le taux de comptage moyen par pixel et par GTU.

7. LES ÉTAPES DU PROJET EUSO-BALLOON



(a)



(b)

FIGURE 7.16 – (a) : fermeture de la gondole pour mise en configuration de vol de l'instrument. (b) : EUSO-Balloon en configuration de vol. Les flotteurs blancs sont visibles et recouvrent l'étage contenant toute l'électronique. La caméra IR de couleur gris métal est également visible.

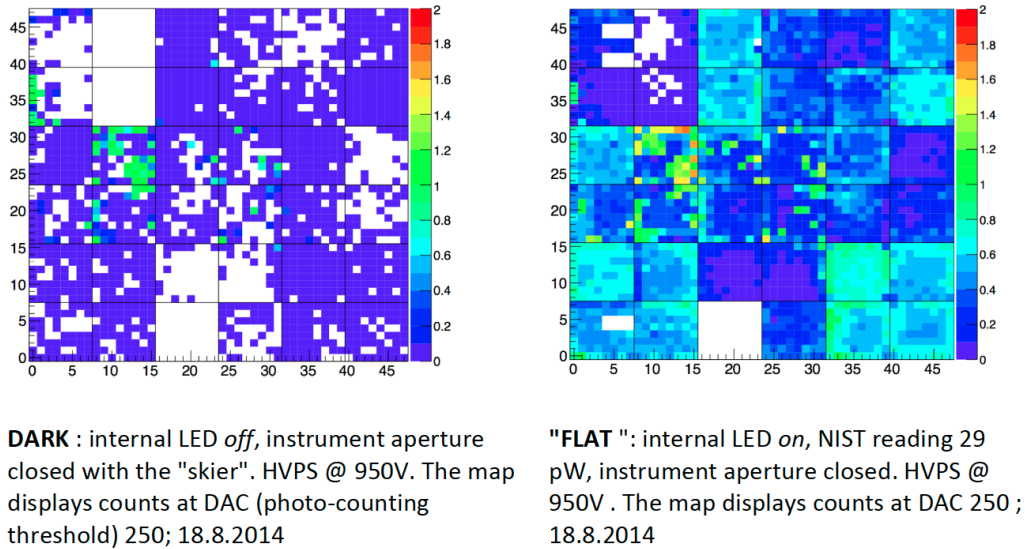


FIGURE 7.17 – Dark et flat du PDM à 950 V.

face au PDM. La figure 7.17 présente le résultat de ce test en une représentation graphique du taux de comptage moyen des pixels du PDM. Il s'agit d'une acquisition avec et sans lumière à une tension de polarisation nominale de 950 V.

Il est visible que le niveau de bruit est très bas sur la quasi-totalité de la surface du PDM. Le « flat » présente cependant de grandes disparités dues au fait qu'une partie des MAPMTs ne présentent pas un gain important à 950 V. Cet effet avait déjà été identifié lors de l'AIT en France et était donc attendu.

Le test de bonne santé prouvant que l'instrument est capable de mesurer une lumière UV sans avoir un niveau de bruit important étant concluant, l'instrument est déclaré apte à voler.

7.6 Déroulement du vol

Comme vu en section 4.3, EUSO-Balloon est transporté par un ballon stratosphérique opéré par le CNES. Dans la suite de cette section, le déroulement du vol est présenté, de l'envol à l'atterrissage.

Au sol avant décollage, la nacelle dispose de ballons auxiliaires permettant la sustentation de cette dernière, comme il peut être visible sur la figure 7.18. Ces ballons auxiliaires permettent un décollage simultané de la nacelle avec l'enveloppe principale, évitant ainsi tout dommage à la nacelle scientifique qui pourrait se balancer et heurter le sol si aucun ballon auxiliaire n'était utilisé.

EUSO-Balloon a décollé à 00 :53 (UTC) de la base de lancement située sur l'aéroport de Timmins. La trajectoire du ballon est visible figure 7.19. Lors de sa montée, le ballon a dérivé à l'Est avant de subir une inversion des vents et de se diriger vers l'Ouest. La montée a également été l'occasion de réaliser des acquisitions sans haute tension afin de vérifier que l'instrument ne présentait pas de différences dans son fonctionnement comparé au sol.

Vers 2 :40 (UTC), heure pour laquelle la nuit astronomique est tombée à l'altitude où

7. LES ÉTAPES DU PROJET EUSO-BALLOON



FIGURE 7.18 – Photographie d'EUSO-Balloon avant décollage. Le ballon principal est visible en premier plan. La gondole suspendue à ses ballons auxiliaires est visible en arrière plan sur la droite. Crédit photo : S. Bacholle.

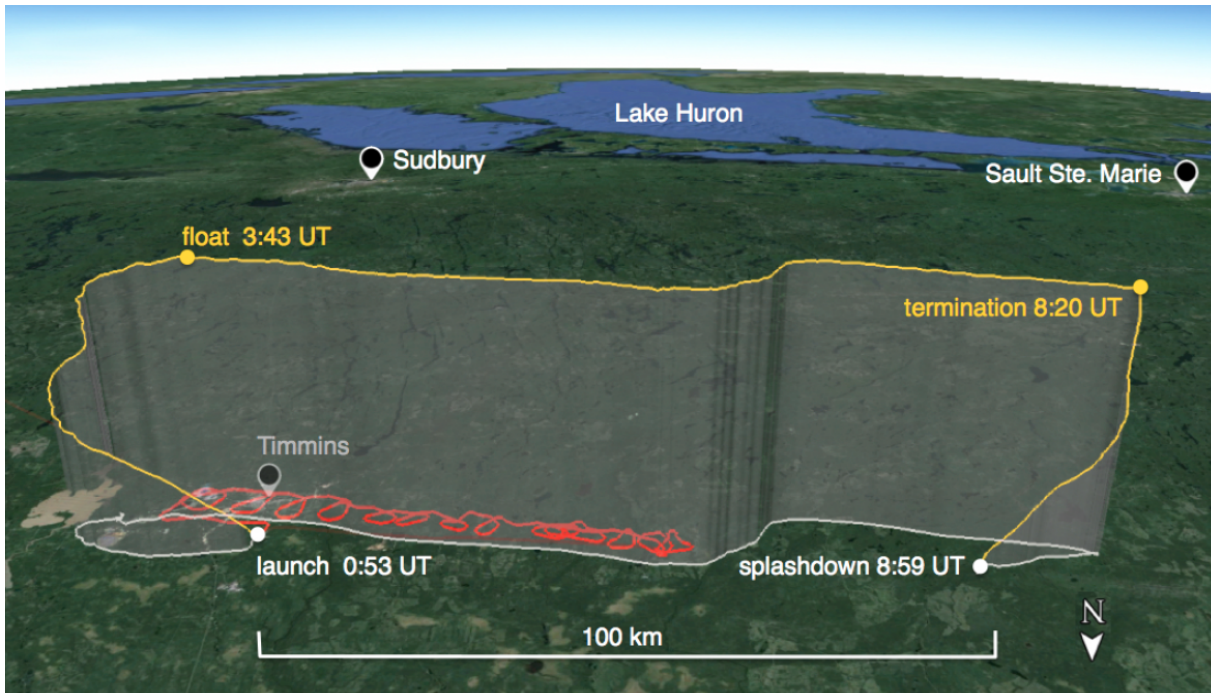


FIGURE 7.19 – Trajectoire du vol d'EUSO-Balloon le 25 août 2014 (jaune). L'altitude de croisière était de 38 km. L'hélicoptère transportant le laser UV et les deux lampes UV a suivi la trajectoire du ballon pendant deux heures à une altitude de 3 km (trajectoire rouge). Extrait de [90].

se trouve le ballon (> 20 km), les hautes tensions du PDM ont été allumées. La tension de polarisation des MAPMTs est de 950 V. Les premières acquisitions de données sont lancées. Elles consistent à faire des mesures en « photon-counting » de 10 min suivi d'une mesure de « s-curve » afin de vérifier si l'amplitude du bruit électronique n'évolue pas au cours du vol.

Les acquisitions en « photon-counting » consistent à enregistrer des paquets de GTUs à une fréquence de 19 (mode CPU trigger) ou 20 Hz. Chaque paquet est constitué de 128 GTUs.

Le ballon atteint une altitude de croisière d'environ 38 km vers 3 :43 (UTC). Au même instant, un hélicoptère, contenant un prototype du système portatif du GLS, défini en section 3.3.4.3, se présente dans le champ de vue d'EUSO-Balloon. Situé à environ 3000 m d'altitude, il a suivi pendant environ 2 heures le ballon.

Vers 7 :40 (UTC), une tentative d'augmentation de la haute tension à 1000 V a échouée. Jusqu'  8 :00 (UTC), les quelques mesures effectuées sont réalisées à 950 V puis tous les systèmes sont coupés. La nacelle est séparée du ballon à 8 :20 (UTC). Après 40 minutes de descente et ce malgré toutes les précautions du CNES, opérant le ballon, EUSO-Balloon am rre en plein milieu d'un lac. Toutefois, la conception étanche de la nacelle et les flotteurs permettent de récupérer, le lendemain, un instrument intact !

Durant les quelques 5 heures d'opération, environ 256000 événements de 128 GTUs (appelés paquets) ont été acquis. La figure 7.20 montre que la prise de données a été réalisée de manière continue. Des interruptions permettent de réaliser des « s-curves » afin de vérifier que le bruit électronique, modélisé par le piédestal, ne présente pas une

7. LES ÉTAPES DU PROJET EUSO-BALLOON

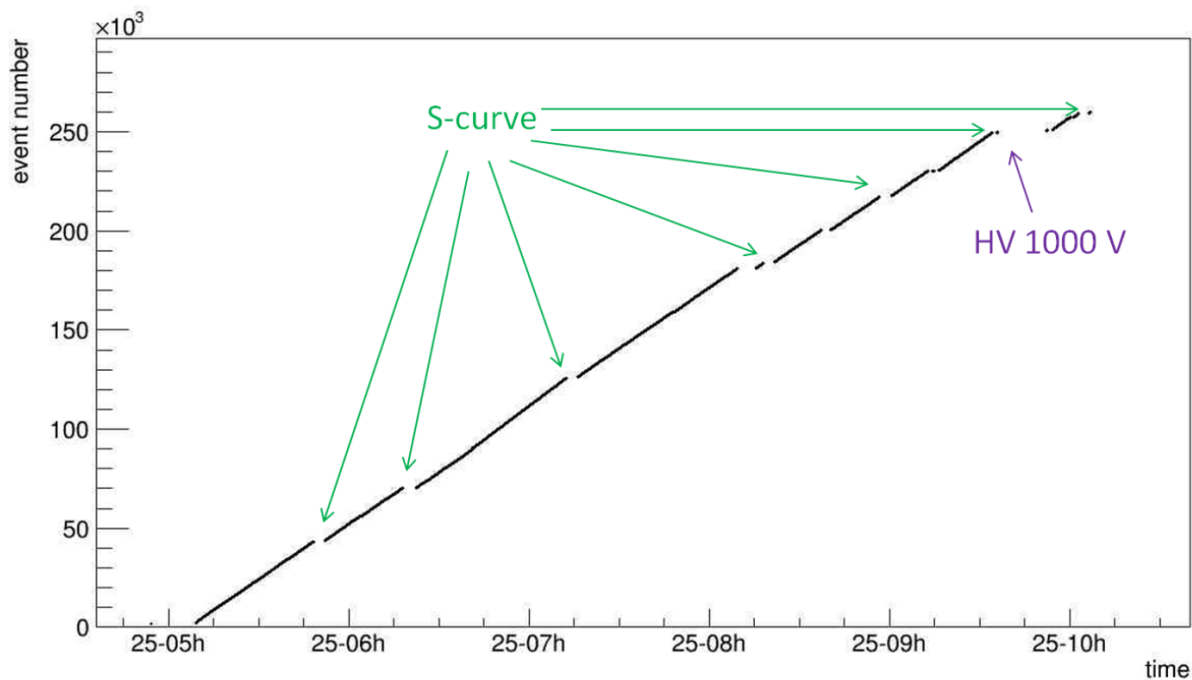


FIGURE 7.20 – Nombre d’événements acquis en fonction du temps (UTC). Les interruptions indiquées par des flèches correspondent aux « runs » de calibration. Extrait de [89].

amplitude néfaste à la prise de données. Une interruption de la prise de données apparaît correspondant à une tentative d’augmentation de la haute tension à 1000 V.

Conclusion

Les différents tests effectués lors de l’AIT du PDM ont permis de définir les paramètres de configuration de l’instrument. Ainsi, la pression de 3 mbar à 40 km d’altitude impose une limite de 950 V sur la polarisation du PDM. L’égalisation des gains ne peut être appliquée car une source de bruit à l’entrée des ASICs entraîne un bruit électronique trop important pour travailler en photo-électron unique. La calibration de l’instrument, utilisé avec ces paramètres, est détaillée au chapitre 8.

Certaines fonctionnalités n’ont pas pu être implémentées pour le premier vol. Ainsi, le trigger de premier niveau n’a pu être implémenté dans le FPGA de la PDM-board car ce dernier ne dispose pas des ressources nécessaires pour gérer indépendamment le trigger de chacun des 9 ECs. Le mode intégrateur de l’ASIC n’a pas pu être utilisé lors du premier vol. Malgré la démonstration que ce mode permet d’augmenter la gamme dynamique d’EUSO-Balloon, la courte période d’intégration n’a pas permis de déterminer les paramètres de chaque voie de KI permettant son bon fonctionnement. De plus, un dysfonctionnement dans le software de contrôle du PDM empêcha l’assignation des paramètres permettant de régler ce mode.

Toutefois, lors de ces tests, les origines de ces problèmes ont été identifiés permettant d’appliquer des corrections pour le prochain vol. Le chapitre 9 présente les nouvelles performances du PDM lorsque ces corrections seront appliquées.

Chapitre 8

Calibration du PDM

Dans le cas d'un télescope de lumière de fluorescence, trois sources principales d'incertitudes contribuent à l'erreur systématique sur la mesure de l'énergie d'une gerbe : l'erreur sur le rendement de fluorescence, de l'ordre de 10 à 15 %, l'erreur sur la transmission de l'optique, égale à $\sim 10\%$ pour EUSO-Balloon [30] et l'erreur sur l'efficacité de photo-détection du PDM. Cette dernière doit ainsi être de l'ordre de 5% afin de permettre une reconstruction de l'énergie des gerbes avec la meilleure précision possible.

Dans son rôle de démonstrateur technologique, EUSO-Balloon doit donc lui aussi être calibré avec une précision identique. De plus, EUSO-Balloon possède comme objectif scientifique de mesurer pour la première fois avec un instrument disposant d'une optique le bruit de fond UV émis par la Terre. Le premier vol d'EUSO-Balloon a également été le moyen de tester les systèmes de calibration au sol qui seront mis en œuvre pour JEM-EUSO, à savoir l'utilisation de lampes UV, embarquées à bord d'un hélicoptère pour ce premier vol, de même qu'un laser pulsé. La calibration est donc un enjeu capital pour ce premier vol.

La méthode de calibration utilisée ici consiste non pas à utiliser une source lumineuse calibrée mais un détecteur de référence calibré. Ce processus de calibration se déroule en deux étapes :

- La première consiste à mesurer en absolu l'efficacité de détection de quelques pixels par MAPMTs. Ces pixels sont alors appelés pixels de référence. La technique utilisée, développée dans la suite de ce chapitre, permet ainsi d'obtenir une calibration à $\sim 2\%$ de précision. Cependant, cette technique consistant à mesurer individuellement les pixels ne peut être employée pour une caméra contenant 2304 pixels sans disposer d'une procédure automatique.
- La deuxième étape consiste alors à illuminer uniformément la caméra et à mesurer la réponse de celle-ci relativement aux pixels de référence. La précision obtenue alors pour les pixels dont l'efficacité est mesurée relativement est meilleure que 5%.

Dans la suite de ce chapitre, toutes les mesures auront été réalisées avec la chaîne d'acquisition d'EUSO-Balloon, à savoir les cartes ASIC, lues par la PDM board, commandée par le DP.

8.1 Méthode et dispositif

8.1.1 Principe du pixel de référence

La calibration consiste à mesurer l'efficacité de détection comme étant le rapport du nombre de détections sur le nombre de photons illuminant la fenêtre du PMT. Dans ce cas, la grande difficulté est la détermination précise cette quantité de lumière. La méthode développée au laboratoire APC par G. Lefeuvre et P. Gorodetzky [70] et utilisée ici consiste non pas à utiliser une source de lumière calibrée mais à mesurer la lumière avec un détecteur de référence en parallèle de l'illumination des PMTs. L'utilisation d'une photodiode NIST (décrite en 5.2.2) précise à 1.5 % est particulièrement appropriée. La grande différence des gains (~ 1 pour la photodiode et $\sim 10^6$ à 950 V pour le MAPMT) nécessite d'adapter la quantité de lumière reçue par le détecteur de référence et le PMT. Le plus simple consiste à utiliser un diffuseur de lumière, à savoir une sphère intégrant (voir 5.2.2). Facilement caractérisable et linéaire, elle permet ainsi de relier la quantité de lumière reçue par la NIST avec celle reçue par le MAPMT en temps réel.

La mesure de l'efficacité d'un pixel de référence exige également l'illumination d'une faible surface (un pixel mesure $2,88 \times 2,88 \text{ mm}^2$ de côté). Afin de satisfaire à cette exigence, un collimateur est utilisé. Il permet de disposer d'un fin pinceau de lumière permettant l'éclairage d'un seul pixel. De plus, couplé avec une station de mouvement X-Y sur laquelle la sphère est attachée, il n'est pas nécessaire d'ouvrir la boîte noire à chaque mesure de pixel. L'ouverture de cette dernière nécessite la coupure des hautes tensions, puis après intervention, les PMTs doivent rester sous tension pendant au moins une demi-heure afin de réduire le courant d'anode suite à l'éclairage de la photocathode par la lumière ambiante. Le collimateur utilisé ici consiste en un cylindre de 3 cm de longueur avec deux ouvertures circulaires de 1 mm de diamètre. La calibration d'un pixel se déroule en deux étapes, décrites dans la suite.

Étape 1

Dans un premier temps, il convient de mesurer l'atténuation, notée α , de ce collimateur. La figure 8.1 (a) présente ainsi le dispositif nécessaire à déterminer cette atténuation. Pour ce faire, une seconde photodiode (notée NIST 2 par la suite), en plus de celle qui sert de détecteur de référence (NIST 1), est placée en face du collimateur, fixé sur le port de sortie de la sphère. La NIST 1 de référence est placée sur l'un des ports de faible diamètre tandis qu'un groupement de LEDs est placé sur le port d'entrée, à savoir le plus large. Cet ensemble est constitué d'une vingtaine de LED de longueur d'onde $\lambda = 398 \text{ nm}$ et permet de disposer d'un flux assez important pour qu'il puisse être mesuré par la NIST 2. Dans cette configuration, visible en figure 8.1 (a), le coefficient d'atténuation est simplement

$$\alpha = \frac{P_{NIST,2}}{P_{NIST,1}} \quad (8.1)$$

avec $P_{NIST,1}$ la puissance mesurée par la photodiode de référence et $P_{NIST,2}$ la puissance mesurée en sortie de collimateur, là où sera placé le PMT. Dans cette configuration (a), le coefficient d'atténuation est de l'ordre de 10^{-4} avec une incertitude négligeable. Même si ce coefficient d'atténuation est plus faible que la différence de gain, cela suffit car la photodiode et son pico-ampèremètre qui possèdent une large gamme dynamique (pouvant mesurer une puissance comprise entre 20 pW et 3 mW).

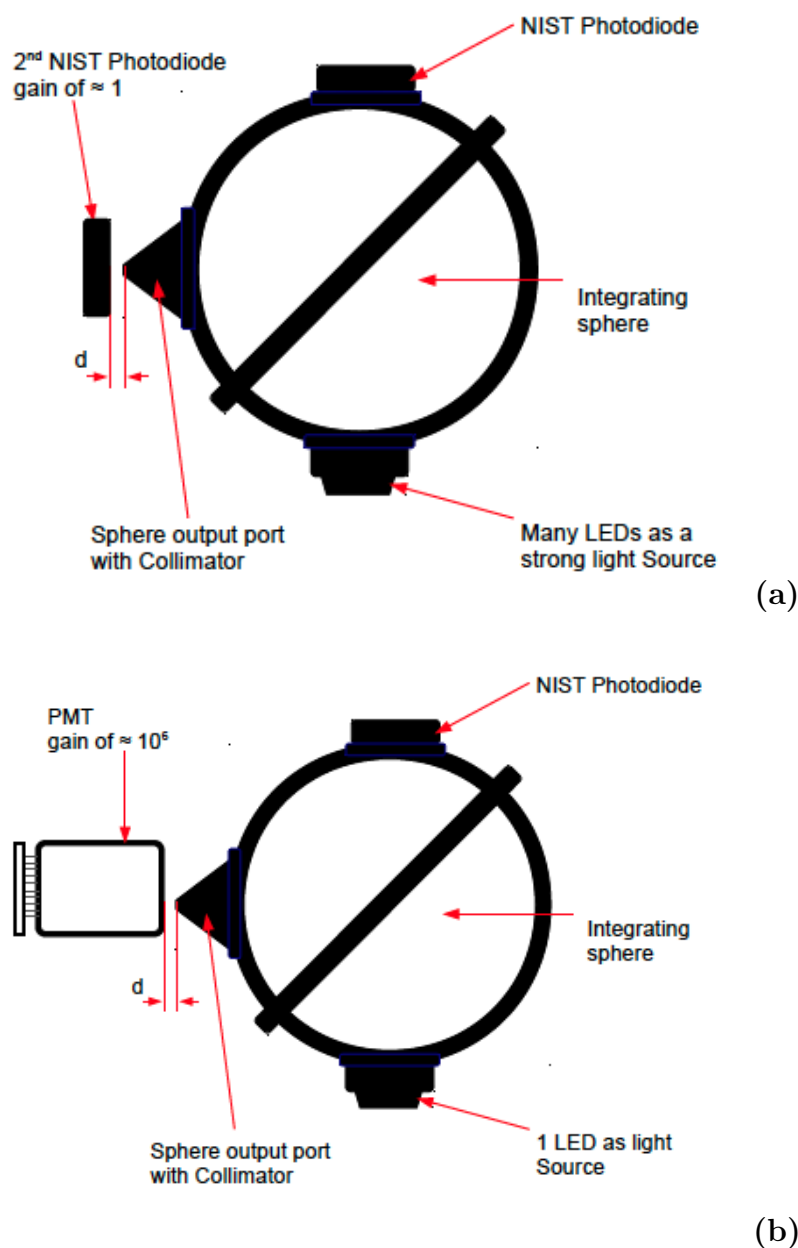


FIGURE 8.1 – Représentation schématique des différentes dispositions de la sphère intégrante pour la calibration des pixels de référence. Le schéma (a) présente le dispositif permettant de calibrer la quantité de lumière en sortie du collimateur en fonction de la réponse de la première NIST 1. Une deuxième NIST 2 est placée en face du collimateur, à une distance de l'ordre du mm de sorte à collecter toute la lumière en sortie de la sphère. La LED est remplacée par un groupement d'une vingtaine de LED afin de disposer d'une intensité lumineuse suffisante en sortie du collimateur pour être mesurée par la seconde NIST 2. Le schéma du bas représente le dispositif permettant la calibration d'un pixel de référence. Une LED utilisée comme source de lumière est placée sur un port de la sphère ainsi qu'une première photodiode NIST 1. Cette dernière permet de mesurer une portion de l'intensité lumineuse à l'intérieur de la sphère. Le pixel de référence est illuminé individuellement à l'aide d'un collimateur placé à une distance de l'ordre du millimètre de la surface du PMT. Figure extraite de [26].

Étape 2

Connaissant l'atténuation α du dispositif, la deuxième étape consiste à illuminer un pixel d'un MAPMT. Pour cela, la photodiode NIST 2 est remplacée par un MAPMT comme il est illustré en figure 8.1 (b). La mesure de l'efficacité consiste donc à éclairer un pixel à l'aide du collimateur et mesurer le nombre de détections en réponse. Nous utilisons une LED unique de longueur d'onde $\lambda = 378nm$ et réglons l'intensité lumineuse afin de disposer d'un fonctionnement du MAPMT au photo-électron unique. La difficulté réside dans le centrage au niveau d'un seul pixel. Le procédé utilisé est décrit dans la section suivante.

Procédé de centrage sur un pixel

En effet, illuminer un ou plusieurs pixels voisins fausserait la mesure de l'efficacité. Pour cela, considérons le cas représenté en figure 8.2, où le faisceau de lumière de rayon r éclaire 4 pixels. Une première acquisition est lancée permettant d'observer en effet que les 4 pixels sont illuminés. En considérant que les efficacités sont égales pour les pixels concernés, le nombre de coups enregistrés par la DAQ est donc directement proportionnel à la surface éclairée dans chaque pixel. La distance entre le centre C de la tâche et le croisement O des pixels peut donc être calculée.

Le centrage du collimateur au coin de 4 pixels se déroule alors par itération, en déplaçant à chaque fois la station XY d'une distance caractéristique de la taille du pixel. La figure 8.2 présente la situation et permet de définir les axes X et Y suivant lesquels nous pouvons déplacer la sphère. Chaque pixel enregistre un nombre de coups égal à N_i avec i le numéro du pixel. Le calcul des ratios de coups reçus entre les différents pixels permet de décider de la direction de déplacement. À chaque itération, il y aura donc un mouvement suivant X et Y défini par le calcul des ratios :

$$\Delta X = \frac{(N_1 + N_3) - (N_2 + N_4)}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4} \quad (8.2)$$

et

$$\Delta Y = \frac{(N_3 + N_4) - (N_1 + N_2)}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4}. \quad (8.3)$$

On considère que la tâche de lumière est centrée au coin O des 4 pixels lorsque la différence de coups suivant les pixels est inférieure à quelques pour-cents, c'est à dire pour des valeurs de ΔX et ΔY égales à 1/2. Il suffit ensuite de déplacer la station XY d'un demi pixel dans les deux direction pour centrer le pinceau de lumière au centre d'un pixel.

Mesure de l'efficacité

Suite à ce centrage, le pixel est ensuite illuminé au photo-électron. L'efficacité du pixel est ainsi défini par :

$$\epsilon = \frac{N_{pe}}{N_{ph}} = N_{pe} \cdot \frac{h \cdot c}{\alpha \cdot P_{NIST,1} \cdot \tau_{acq} \cdot \lambda} \quad (8.4)$$

avec N_{pe} le nombre de signaux enregistrés par le détecteur, N_{ph} le nombre de photons envoyés sur le pixel de référence, $P_{NIST,1}$ la puissance mesurée par la NIST de référence,

Erreur	Valeur (%)
statistique	~ 1
systématique	$\sim 1,6$

TABLE 8.1 – Résumé des erreurs de calibration des pixels de référence.

α le coefficient d'atténuation du collimateur et τ_{acq} le temps d'acquisition. Ce temps d'acquisition est défini par le nombre de GTUs acquises. Chaque GTU ayant un temps actif à la mesure de 2300 ns, le temps d'acquisition est égal à :

$$\tau_{\text{acq}} = N_{\text{GTU}} * 2300\text{ns}. \quad (8.5)$$

L'incertitude sur l'efficacité est divisée en deux composantes, statistique et systématique.

L'incertitude statistique : elle provient de l'erreur de comptage, mesure unique, estimée par

$$\left(\frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \right)_{\text{stat}} = \frac{\sqrt{N_{\text{pe}}}}{N_{\text{pe}}} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{pe}}}}. \quad (8.6)$$

Afin de disposer d'une erreur de comptage inférieure à 1%, avec un taux de détection moyen de 1 photo-électron par GTU, le nombre de GTUs acquises doit être supérieur à la valeur minimale $N_{\text{GTU}}^{\text{min}}$:

$$N_{\text{GTU}}^{\text{min}} > 10000. \quad (8.7)$$

Ainsi, l'acquisition avec le DP se faisant par paquets de 128 GTUs, 100 paquets ont été enregistrés pour chaque pixel de référence.

L'incertitude systématique : elle provient des instruments permettant de mesurer la puissance lumineuse à l'intérieur de la sphère intégrante. La photodiode NIST est calibrée à 1,5% tandis que le pico-ampèremètre permettant la lecture du courant délivré par la photodiode et la conversion en puissance présente une incertitude de 0,5%. L'incertitude sur λ est négligée de même que l'incertitude sur le temps d'acquisition. Ce dernier est défini grâce à une horloge 40 MHz et la précision offerte pour une durée de 2300 ns permet de négliger l'incertitude sur le temps d'acquisition. L'erreur $\delta\alpha$ sur le facteur de réduction peut également être prise en compte. Il est estimé en calculant l'écart-type pour la série de mesures réalisée afin de déterminer sa valeur et est inférieur à 0,2%. En sommant ces incertitudes, la précision ainsi atteinte pour la calibration des pixels de références est de l'ordre de 2,5% :

$$\left| \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \right| \leq \left| \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \right|_{\text{stat.}} + \left| \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \right|_{\text{syst.}} \simeq 2,5\% \quad (8.8)$$

La table 8.1 résume les différentes erreurs sur la calibration d'un pixel de référence.

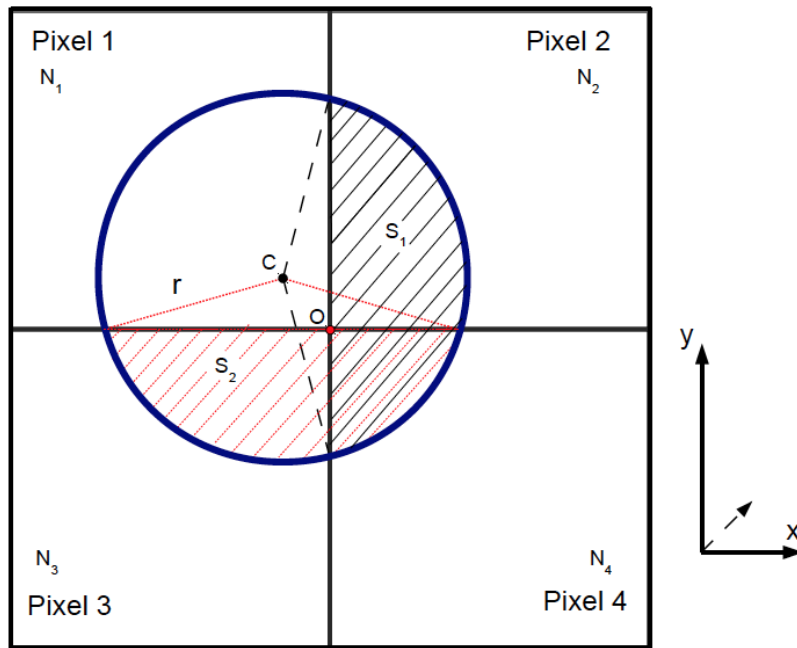


FIGURE 8.2 – Principe du centrage sur un pixel. Le ratio du nombre de coups dans N_2 et N_4 par rapport à l'ensemble est proportionnel au ratio des surfaces S_1 sur la surface entière du disque. Il en est de même pour les pixels N_3 et N_4 avec la surface S_2 . La répartition du nombre de coups dans les 4 pixels (voir les équations 8.2 et 8.3) permet de centrer le faisceau lumineux au centre des 4 pixels. Une fois au coin des 4 pixels, la taille d'un pixel étant connue, il suffit de déplacer le mouvement XY de la moitié de la taille d'un pixel horizontalement et verticalement pour centrer le faisceau dans un pixel. Figure extraite de [26].

Facteurs de correction

D'autres facteurs sont à prendre en compte lors de la détermination de l'efficacité des pixels de référence. Les effets suivants doivent donc être corrigés :

1. Le premier concerne les photo-électrons collectés par les pixels voisins du pixel illuminé. Le photo-électron est ensuite multiplié par les dynodes et produit un signal sélectionné par le discriminateur de l'ASIC SPACIROC. Ainsi, ces événements sont comptabilisés dans la réponse du pixel calibré puisqu'ils participent à la réponse du détecteur. Ce phénomène se produit avec une probabilité de l'ordre de 4% d'après les mesures effectuées par P. Gorodetzky. Cet effet est donc important dans le cas des pixels de références. Lors de la mesure relative, où tous les pixels sont illuminés uniformément, cet effet est contrebalancé entre les différents pixels voisins.
2. Le deuxième facteur à prendre en compte concerne le « pile-up » à deux photo-électrons. Nous avons vu en section 6.1.2 que pour contenir cette contamination inférieure à 1% le taux de photo-électrons doit être de l'ordre de 1 pe.GTU^{-1} et qu'il peut être calculé à partir de l'équation 6.4. La mesure moyenne du nombre d'événements détectés permet alors de calculer la proportion de cette contamination et de la corriger. Pour une illumination donnant un taux de détection égal à 1 pe/GTU et un temps mort $\tau = 30 \text{ ns}$ on a donc :

$$\frac{n}{N} = e^{-N.\tau} \simeq 0,987 \quad (8.9)$$

avec n le nombre de photo-électrons comptés et N le nombre de photo-électrons produits par la photocathode. Il faut donc rajouter 1,3 % d'événements pour corriger la contamination. Ici, l'erreur sur le temps mort est négligée. En effet, le facteur de correction $\frac{n}{N}$ n'est que peu affecté par une erreur de 5 ns :

$$\frac{n}{N_{\tau=30\text{ns}}} = 0,987 \quad (8.10)$$

$$\frac{n}{N_{\tau=25\text{ns}}} = 0,989 \quad (8.11)$$

Dans ce cas, l'erreur sur le temps mort, qui induit donc une erreur sur le nombre de coups à corriger est négligée. La réalisation d'une « s-curve » lors de la calibration permet également de vérifier ce taux de contamination directement comme il peut être vu en figure 8.3. La contribution à 2 photoélectrons est ainsi représentée par le deuxième plateau au-delà de DAC 400. Les hauteurs des plateaux à 1 pe et à 2 pe représentent le nombre moyen d'événements par GTU pour le pixel considéré. Dans le cas considéré, les événements à 2 photo-électrons engendrent un taux de comptage de $\sim 0,01 \text{ GTU}^{-1}$ et constituent une contamination du taux de comptage des événements à un photo-électron. Ce nombre d'événements à 1 photo-électron est donc égal à $\sim 1 - 0,01 \approx 0,99 \text{ GTU}^{-1}$. La contamination est donc de $\sim 1\%$.

8.1.2 Mesure relative

La deuxième étape de la calibration consiste à faire une mesure relative de l'efficacité du PDM en utilisant les pixels de référence mesurés précédemment. En effet, la calibration absolue des pixels de référence est précise mais nécessite énormément de temps de

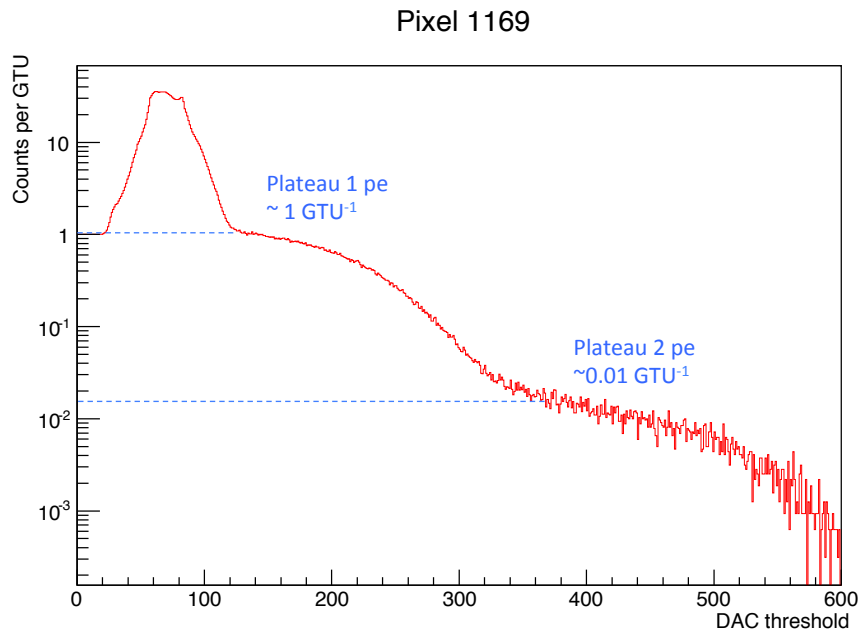


FIGURE 8.3 – « S-curve » d'un pixel présentant un faible gain et permettant de distinguer la contribution des événements à 2 pe. Le premier pic centré environ sur DAC 80 correspond au piédestal. Le premier plateau ainsi que la position du point d'inflexion avant le DAC 300 sont caractéristiques d'une courbe à un photo-électron. La contribution supérieure à \sim DAC 350 correspond à la contamination par les événements à 2 pe et doit donc être corrigée puisque seulement 1 coup est enregistré pour ces événements alors que 2 photo-électrons ont été produits et détectés. Dans ce cas, la contamination est égale à 1%.

manipulation. Ainsi, avec une moyenne de 12 pixels de référence mesurés par jour, la calibration prendrait plusieurs mois à temps plein.

La mesure relative consiste donc à illuminer uniformément le détecteur, c'est à dire que chaque pixel reçoit le même flux lumineux, et à comparer le nombre de coups enregistrés par chaque pixel par rapport au pixel de référence comme suivant :

$$\epsilon_i = \frac{N_i}{N_{\text{ref}}} \times \epsilon_{\text{ref}}. \quad (8.12)$$

Ici ϵ_i est l'efficacité d'un pixel i considéré (un pixel qui n'a pas été mesuré de manière absolue), ϵ_{ref} est l'efficacité du pixel de référence, N_i le nombre de coups enregistrés par le pixel i et N_{ref} le nombre de coups mesurés par le pixel de référence.

Bien évidemment il faut que l'illumination soit contrôlée afin que le flux reçu par chaque pixel soit identique. L'équation 5.16, utilisable pour une source lambertienne, permet de calculer cette uniformité afin d'estimer les incertitudes sur la quantité de lumière reçue par les pixels.

Pour cette calibration relative, la source d'erreur statistique est en $1/\sqrt{N}$ avec N le nombre de détections. Comme pour les pixels de référence, l'erreur statistique est inférieure au pour-cent en faisant des mesures de plus de 10000 GTUs avec une moyenne d'un photo-électron par GTU.

L'erreur systématique a plusieurs origines :

- erreur sur la calibration des pixels de référence ($\sim 2,5\%$) ;
- erreur sur la valeur du seuil de déclenchement.

Cette dernière erreur est estimée en considérant les mesures de « s-curve » effectuée lors du développement de l'ASIC [11]. Le résultat de ces mesures est visible en figure 8.4 (a). Pour les effectuer, une charge électrique est injectée à l'entrée des 64 voies d'une ASIC. La charge de 55 fC correspond à 1/3 de la charge d'un signal d'anode produit par la détection d'un photon (pour un gain de 10^6). Ainsi, on peut voir sur ce graphique que pour chaque voie de l'ASIC, la probabilité de déclenchement passe de 0 à 100% sur 4 DAC. Cet intervalle est interprété comme la fluctuation de ± 2 DAC de la valeur de seuil pour une valeur de consigne donnée. Le graphique (b) de la figure 8.4 représente la dispersion des valeurs de seuil du discriminateur sur les 64 voies de l'ASIC. Les valeurs de seuil sont exprimées en unité de DAC et correspondent à la valeur pour laquelle 50% des signaux entraînent un déclenchement, comme illustré sur la figure (a). Cette fluctuation provient de la variation de la valeur seuil pour les 64 voies d'un ASIC. Cette fluctuation est égale à 2,5 DAC à 1 sigma pour une valeur de charge donnée. Ainsi, on estime l'erreur sur la fluctuation de la valeur de seuil en sommant en quadrature les deux incertitudes :

$$\left(\frac{\delta DAC}{DAC}\right)^2 = (2)^2 + (2,5)^2 \simeq 3^2. \quad (8.13)$$

Cette fluctuation sur la valeur du seuil se traduit alors en une variation du nombre de détection qui peut être mesurée en mesurant le nombre de coups à ± 3 DAC de la valeur de seuil utilisée pour la calibration. La calibration relative nécessite donc de mesurer des « s-curves » sur lesquelles il suffit de mesurer la variation du nombre de coups à ± 3 DAC par rapport à la valeur de consigne. Cette incertitude sera donc plus importante pour les pixels présentant un faible gain puisque la valeur de seuil sera placée au niveau de la queue de la « s-curve », là où la pente de la « s-curve » est plus importante. Cette incertitude

8. CALIBRATION DU PDM

systématique n'est pas prise en compte dans le cas des pixels de références puisque seuls ceux présentant un gain élevé (c'est à dire que le seuil à DAC 250 est placé au niveau du plateau de la « s-curve », signifiant que signal et bruit sont distincts) ont été retenus et ne présentent donc qu'une faible variation de coups.

L'erreur totale sur l'efficacité peut donc être estimée en sommant toutes les incertitudes indépendantes en quadrature :

$$\left(\frac{\delta\epsilon_i}{\epsilon_i}\right)^2 = \left(\frac{\delta N_i}{N_i}\right)_{stat.}^2 + \left(\frac{\delta N_{ref}}{N_{ref}}\right)_{stat.}^2 + \left(\frac{\delta\epsilon_{ref}}{\epsilon_{ref}}\right)_{syst.}^2 + \left(\frac{\delta N_i}{N_i}\right)_{syst.DAC}^2. \quad (8.14)$$

avec $\left(\frac{\delta N_i}{N_i}\right)_{syst.DAC}^2$ correspondant à l'erreur systématique due à la fluctuation de la valeur de seuil.

Les erreurs ainsi calculées par cette formule de propagation sont inférieures à 4% pour les pixels présentant un gain élevé, c'est à dire pour lesquels le signal est bien distingué du bruit.

Il faut préciser ici que ce traitement des erreurs est effectué pour les pixels pour lesquels la contamination par le bruit est négligeable. Afin de vérifier si cela est valide, une acquisition est lancée sans source de lumière. Les coups enregistrés par le « photon-counting » correspondent alors au bruit électronique. La figure 8.5 est un exemple réalisé lors de l'intégration du PDM et présente sous la forme d'une carte de la surface focale du PDM le nombre de coups imputables au bruit électronique. Chaque pixel est représenté par un carré dont la couleur correspond au taux de comptage par pixel et pour environ 80000 GTUs. Les pixels présentant un taux de comptage moyen dû au bruit supérieur à 0,01 coups par pixel par GTU correspondent alors aux pixels rouges. Ainsi, lors d'une calibration effectuée au photo-électron (pe), où le taux moyen de détection est égal à 1 pe/pix/GTU, seuls les pixels présentant un taux de comptage dû au bruit inférieur au pourcent sont calibrés. Les pixels rouges sont exclus.

Les résultats de la calibration est présenté en section 8.4 après avoir introduit les problématiques de la qualité des canaux du PDM.

8.1.3 Différence entre un « bon » et un « mauvais » pixel

Comme il a été vu au chapitre 7, il n'est pas possible de polariser les MAPMTs avec une tension supérieure à 950 V alors qu'il a déjà été montré lors du processus d'égénéralisation des gains que cette tension est trop faible pour une partie du PDM. En effet, le signal mesuré est le résultat de la somme des impulsions d'anode avec le bruit électronique. La distribution de ce signal mesuré est la convolution des distributions du signal d'anode et du bruit. Ainsi, plus l'amplitude (le gain) du signal est grande, plus les signaux d'anode sont discernables du bruit.

La figure 8.6 présente ainsi les « s-curves » de deux pixels présentant un gain élevé et bas. La courbe du pixel 1468, figure (a), présente un gain élevé. Dans ce cas les impulsions d'anode présentent une amplitude bien supérieure à celle du bruit et la « s-curve » présente alors un plateau dans lequel on peut placer le seuil du discriminateur. Ce type de pixel est qualifié comme étant un « bon » pixel. Au contraire, le pixel 2280 présente un gain faible. Sur la « s-curve » n'est alors visible que la queue de la distribution du signal du photo-électron unique et le seuil placé dans cette région rejette ainsi une grande partie des

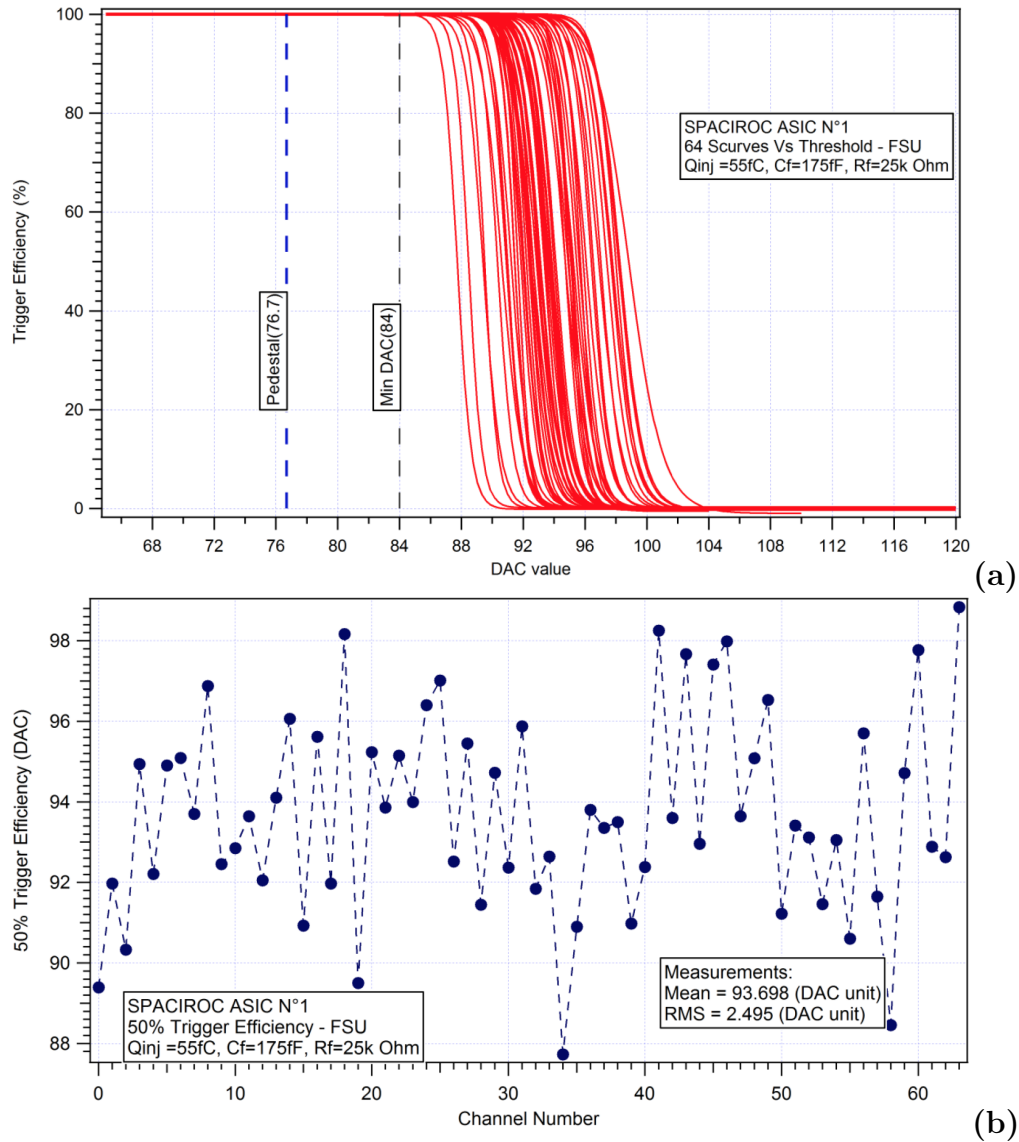


FIGURE 8.4 – Figure du haut : Probabilité de déclenchement pour les 64 voies d'un ASIC SPACIROC I en fonction du seuil de déclenchement et pour une valeur de charge fixe injectée. On observe que le pour passer de 0 à 100% d'efficacité de déclenchement, le seuil doit être modifié sur un intervalle de 4 valeurs de DAC. Cet intervalle correspond à la fluctuation de la valeur de seuil pour un valeur de consigne imposée. La figure du bas représente la fluctuation de la valeur seuil en DAC pour une probabilité de déclenchement égale à 50% pour l'ensemble des 64 voies d'un ASIC soumis à une même injection de charge. Extrait de [11].

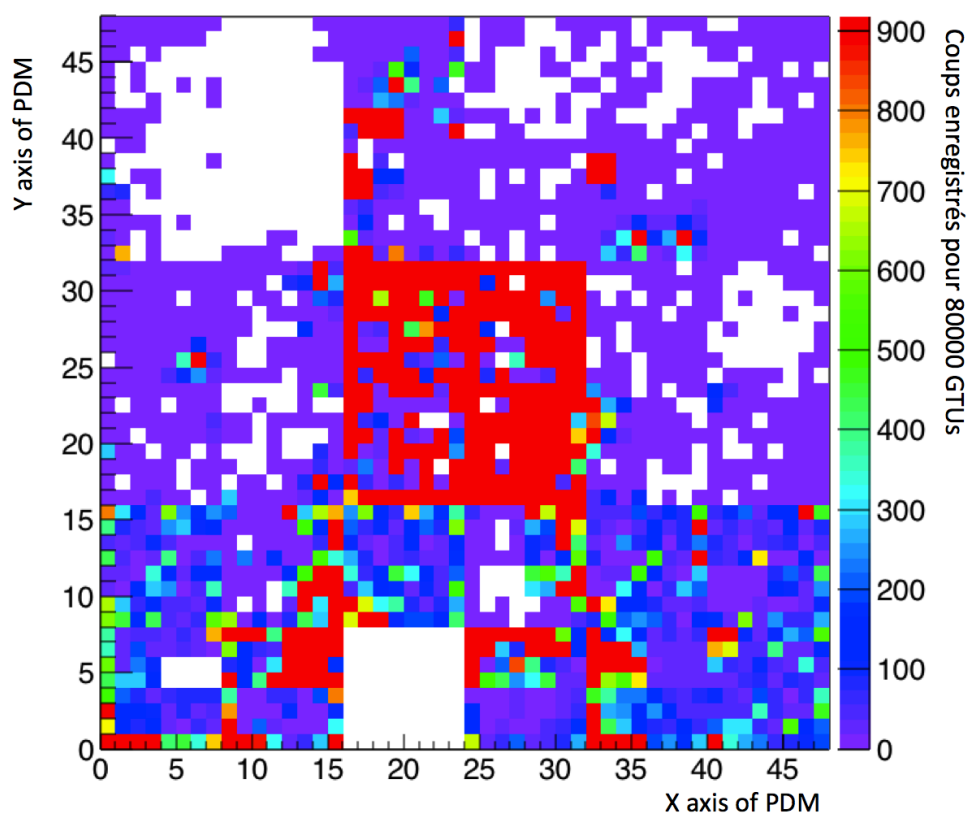
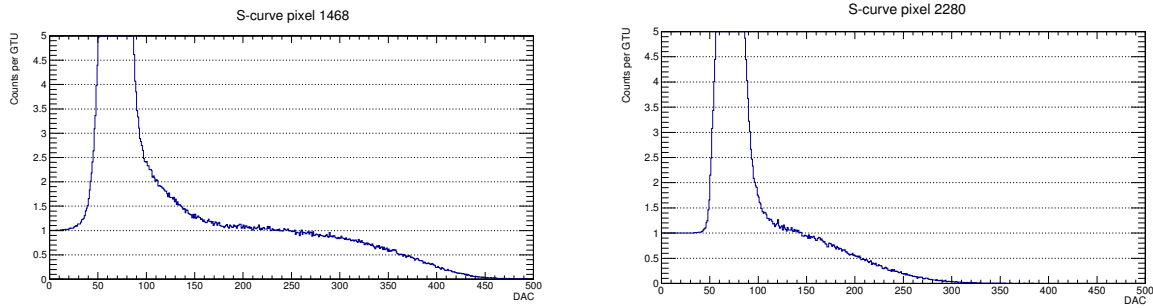


FIGURE 8.5 – Représentation de la surface focale du PDM exprimant le nombre de coups enregistrés par chaque pixel du PDM pour environ 80000 GTUs. Le code couleur indique le nombre de coups pour chaque pixel du PDM. Les pixels présentant une contamination par le bruit électronique supérieure à 0,01 coups par pixel et par GTU est indiquée par la couleur rouge.

8.2 Pourquoi faire une calibration avant et après vol ?



(a) Pixel avec gain élevé : « bon » pixel. (b) Pixel avec faible gain : « mauvais » pixel.

FIGURE 8.6 – « S-curves » de deux pixels réalisées pour une tension de polarisation de 950 V.

signaux. Ce pixel présente donc une efficacité de détection plus faible pour cette valeur de seuil et présentera une incertitude plus importante comme il a été justifié en 8.1.2. Ce type de pixel est qualifié comme étant un « mauvais » pixel. Une étude des « s-curves » des 2304 pixels du PDM a permis de sélectionner les pixels présentant un gain suffisant pour qu'un seuil puisse être placé dans la région du plateau. L'histogramme en figure 8.7 présente la distribution des positions des points d'inflexion des pixels du PDM. Un seuil commun a été choisi correspondant à une valeur de 250 unités de DAC afin de rejeter le bruit électronique comme il a été vu dans le cas (b) de la figure 7.9. Ainsi, une grande partie de la distribution présente des pixels pour lesquels le point d'inflexion est situé avant cette valeur. Cela signifie que ces pixels présentent un gain faible et que les impulsions en sortie d'anode sont en grande majorité rejetées.

Bien évidemment, les pixels de référence utilisés doivent présenter un gain suffisamment élevé afin de disposer d'un seuil dans la région du plateau. Dans certains cas, où un EC-unit entier présente un gain trop faible, il n'est pas possible de disposer de pixels de référence avec un gain élevé à l'intérieur de celui-ci. Dans ce cas, l'erreur sur ce pixel de référence sera affecté par la faible variation du seuil comme expliqué précédemment en section 8.1.2. Un tel EC pour lequel aucun pixel de référence avec un gain élevé n'a pu être mesuré aura une incertitude bien plus élevée.

8.2 Pourquoi faire une calibration avant et après vol ?

La calibration du PDM d'EUSO-Balloon a été réalisée avant et après le vol au laboratoire APC à l'aide des équipements présentés en 5.2. Ainsi dans l'idée, la comparaison des efficacités permet de vérifier la possible dégradation des MAPMTs. Ces dégradations pourraient provenir d'une mauvaise utilisation lors du processus d'assemblage et des derniers tests de validation du fonctionnement de l'instrument sur la base de lancement du CNES/ASC. En effet, de son transfert de France au Canada, et plus précisément sur la base de lancement de ballons stratosphériques de Timmins en Ontario, les différents sous-systèmes ont été transportés séparément. EUSO-Balloon a donc dû être assemblé sur place sur la base de lancement puis testé afin de vérifier sa fonctionnalité avant lancement.

Les tests se faisant PDM monté sur son support ou bien intégré dans la gondole, il est impossible d'utiliser une boîte noire. D'épaisses bâches noires ont donc été utilisées

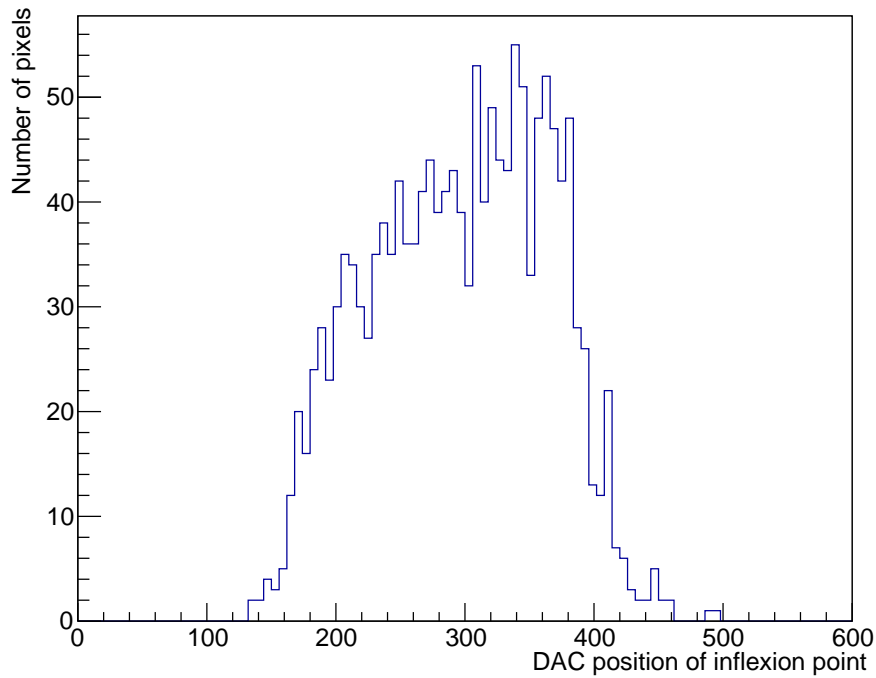


FIGURE 8.7 – Distribution des positions des points d’inflexion exprimées en unités de DAC. Ces mesures correspondent à la calibration réalisée après vol.

afin de protéger la surface focale de la lumière ambiante lors des tests avec haute tension. Ces tests e auraient pu entraîner une dégradation si la lumière ambiante avait éclairé la surface focale. Cependant, le niveau de lumière résiduelle a pu être vérifié à l’aide d’une photodiode NIST. Celle-ci n’est bien entendu pas aussi sensible qu’un PMT mais assez afin de savoir si le niveau de lumière est trop important.

De plus, les commandes des commutateurs permettant de réduire la tension de la photocathode et ainsi de diminuer l’efficacité de collection en fonction de l’intensité lumineuse n’ont pu être utilisés. La seule protection qui demeura active en vol fut la protection interne des Cockcroft-Walton mais qui se déclenche lorsqu’un niveau de courant trop important est débité par EC-unit (environ 4 fois la limite de courant sur les anodes recommandée par Hamamatsu). Le télescope disposant d’une optique, une partie d’un EC-unit peut recevoir une forte quantité de lumière alors le reste de sa surface n’est pas éclairé. Le courant ne dépassera alors pas la limite de protection du CW HVPS mais pourra détériorer les dernières dynodes des pixels éclairés, diminuant ainsi gain et efficacité.

Toutefois, nous le verrons dans le prochain paragraphe, les conditions dans lesquelles la première calibration a été réalisée ne permet pas de disposer de la précision suffisante. Dans le cas où le gain n’a pas évolué après vol, les valeurs d’efficacité avec l’incertitude associée obtenues par la calibration après le vol sont considérées pour l’analyse des données.

8.3 Difficultés de la calibration du PDM

Calibration avant vol

Lors de cette première calibration, plusieurs facteurs sont venus compliquer le processus de calibration décrit précédemment.

- Le premier concerne le fort bruit électronique présent lorsque l'ensemble du PDM est monté et pouvant dénoter un problème de routage des masses dans l'architecture électronique de l'instrument. Un exemple d'un possible facteur est le retour des masses entre les différentes cartes se faisant par la structure mécanique maintenant les cartes ASIC. Or, celle-ci est faite en aluminium qui s'oxyde naturellement en formant une couche isolante d'alumine à la surface de la structure. Additionné au fait que le PDM ne peut seulement être polarisé à 950 V à 3 mbar, ne permettant pas de disposer d'un gain suffisant, une partie conséquente de la caméra présente une efficacité de détection très faible. Il a donc fallu vérifier que pour le seuil de détection choisi il n'y a pas contamination par le bruit électronique. Cela peut être réalisé simplement en laboratoire en faisant des acquisitions sans lumière. Dès lors, des coups enregistrés par l'électronique traduiraient alors un effet du bruit électronique. Les pixels présentant plus de 1 coup pour 100 GTUs sont alors rejetés. La figure 8.8 présente un exemple de pixel subissant une contamination par le bruit électronique de l'ordre de quelques pourcents lors du comptage à un photo-électron.
- Une autre difficulté que nous avons rencontrée lors de cette calibration avant vol fut le faible temps à disposition afin de la réaliser. En effet, seulement une semaine aura pu être dédiée à cette tâche avant l'envoi du PDM et du DP par avion sur le site de lancement. Ce faible temps nous a permis de ne mesurer que quelques pixels de référence pour l'ensemble du PDM et parmi ceux-ci, un mauvais centrage du collimateur à occasionné un éclairage non contrôlé des pixels voisins. Au final seuls 5 pixels de référence ont été utilisés pour la calibration avant vol.
- La mesure relative a dû également être réalisée en une seule fois. Cela pose problème car compte tenu du manque de recul disponible dans la boîte noire et de la taille du PDM, l'illumination n'est pas uniforme. La formule 5.16 permet alors de corriger les différences d'illumination pour chaque pixel, tout en tenant compte des incertitudes provenant de la faible incertitude sur le positionnement de la source par rapport au PDM. La figure 8.9 présente ainsi la non-uniformité de l'éclairement du PDM.

L'efficacité des pixels peut alors être calculée en corrigeant cette non-uniformité par la formule

$$\epsilon_i = \frac{N_i}{N_{ref}} \times \frac{\eta_{ref}}{\eta_i} \times \epsilon_{ref} \quad (8.15)$$

avec η_i et η_{ref} les coefficients de non-uniformité (rapport du flux par unité de surface reçu par un pixel par rapport au centre du PDM) pour le pixel i considéré ainsi que pour le pixel de référence. Les différents coefficient η_i sont représentés sur la figure 8.9.

Calibration après vol

La calibration après vol a posé également quelques difficultés. En effet, celle-ci devait normalement être réalisée dans les mêmes conditions qu'avant vol. Cependant, les pre-

8. CALIBRATION DU PDM

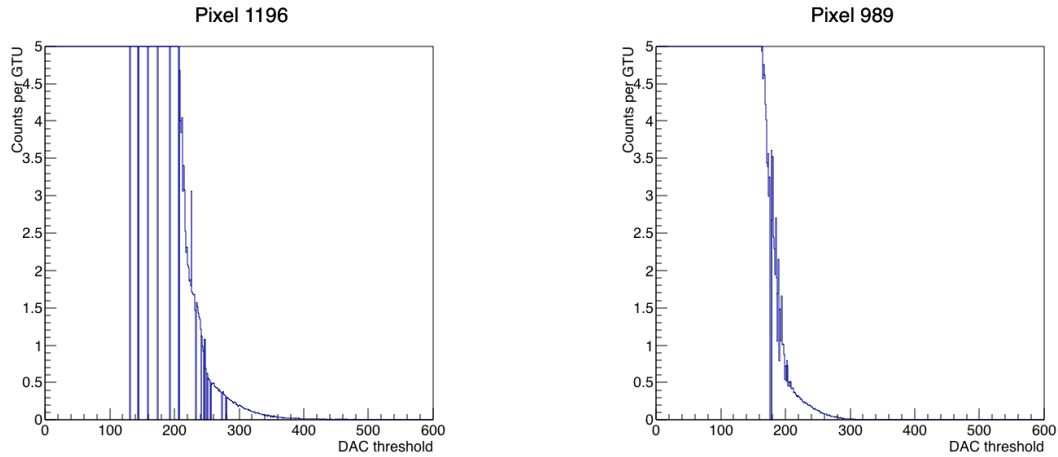


FIGURE 8.8 – Exemples des effets des différents défauts sur la qualité des « s-curves » et donc sur la capacité de la caméra à être utilisée. Le pixel 1196 est typique d'un pixel présentant un large bruit électronique dont l'amplitude est supérieure à la valeur seuil de déclenchement. Le pixel 989 présente un faible gain combiné à un large piédestal mais ne présente pas de contamination par ce dernier. Cependant, seule la queue de la distribution des signaux de photo-électrons est sélectionnée par le discriminateur entraînant une large fluctuation sur le nombre de coups enregistrés et donc une grande incertitude sur la calibration.

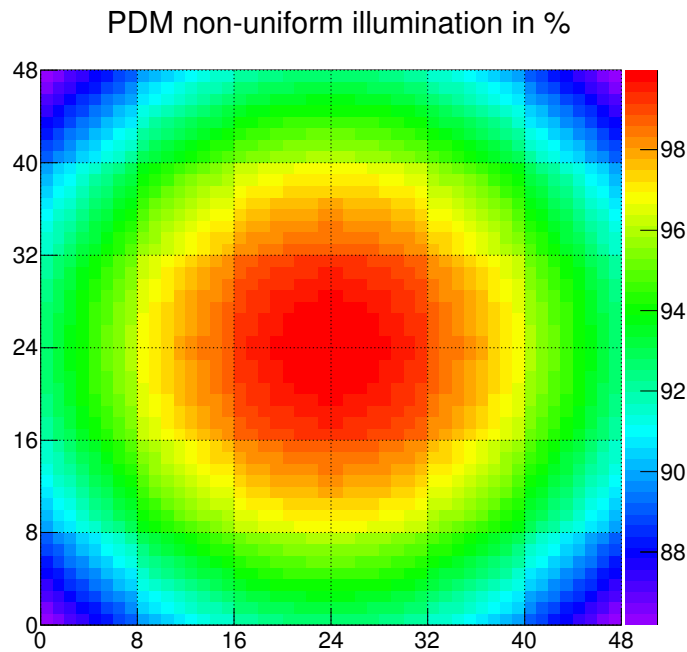


FIGURE 8.9 – Non-uniformité de l'illumination par rapport au centre du PDM. Les pixels aux 4 coins du PDM reçoivent ainsi seulement 86% de photons comparé au centre du PDM. Les coefficients ont été calculés à partir de l'équation 5.16.

miers tests après rapatriement de l'instrument montrèrent que les 6 cartes EC-ASIC ne pouvaient plus être lues en même temps par la PDM-board, le niveau de bruit électronique étant bien trop élevé pour le seuil de comptage utilisé sans que l'origine exacte de ce dysfonctionnement soit identifiée.

Il a pu être montré qu'en fonctionnant à l'aide de deux cartes ASIC à la fois, permettant seulement la lecture de 3 ECs sur les 9, le niveau de bruit électronique est bien plus réduit. Cependant, il faut faire attention à garder associé les ECs et les cartes ASICs qui avaient été utilisées ensemble pour la calibration avant vol et pour le vol. En effet, la conversion analogique vers numérique présente de faibles fluctuations qui peuvent être vérifiées, notamment au niveau du gain, ce qui entraînerait alors une différence d'efficacité de détection pour un seuil donné si un EC était utilisé avec une carte ASIC différente de celle utilisée pour le vol.

Pour cette calibration après vol, au moins 4 pixels de référence ont été mesurés pour chaque MAPMT. Parmi ces pixels de référence, seuls ceux présentant un gain suffisamment élevé ont été retenus pour l'analyse des données. De plus, l'illumination uniforme a été réalisée pour chaque EC-unit individuellement. Ainsi la surface illuminée est uniforme avec une fluctuation de moins de 1% de la quantité de lumière reçue par les pixels aux coins de l'EC-unit par rapport aux pixels du centre.

8.4 Résultats de la calibration et évolution de l'instrument après le vol

Lors du processus d'égénération des gains, il avait déjà été remarqué que la tension de polarisation de 950 V n'était pas suffisante pour les 2/3 du PDM. Ainsi, une partie du PDM présente un faible gain ce qui a un effet direct sur l'efficacité de détection. La figure 8.10 présente ainsi la carte des efficacités du PDM mesurées après vol. La figure 8.11 est la carte des incertitudes de mesure associées.

Ainsi il est clairement visible que certains EC-units ne disposaient pas d'une tension de polarisation suffisante. Leur faible gain se traduit alors en une faible efficacité de détection. Cet effet est clair pour l'EC-unit en haut à gauche. Sur cet EC-unit, un pixel de référence présentant un faible gain et donc une incertitude élevée a été utilisé pour la calibration. L'erreur se propageant lors de la calibration relative, l'EC-unit présente alors une incertitude de l'ordre de 20%. Il en est de même pour l'EC-unit central.

Cependant, même si l'efficacité de détection du PDM présente de grandes disparités, celui-ci peut quand même être utilisé. Par exemple, la mesure du bruit de fond UV ne requiert pas que l'ensemble de la caméra fonctionne dans les meilleures conditions. En effet, le mouvement de rotation de la gondole autour de son point d'ancrage avec la chaîne de vol associé à la faible vitesse de déplacement horizontale permet à un seul EC-unit de balayer l'ensemble du champ de vue du PDM, qui plus est s'il est placé dans un coin du PDM permettant une observation de toute la surface terrestre observable dans le champ de vue de l'instrument. Le PDM doit alors être divisé en plusieurs zones, suivant leur efficacité de détection et l'incertitude associée. Ainsi les « bons » pixels définis précédemment par leur gain élevé sont utilisés pour la mesure du bruit de fond UV et ce avec une grande précision (la calibration est réalisée avec une précision meilleure que 5%). Ces pixels peuvent également être utilisés pour reconstruire l'énergie des flash lumineux opérés lors du vol. Au contraire, certains pixels présentent une réponse nulle à cause d'une

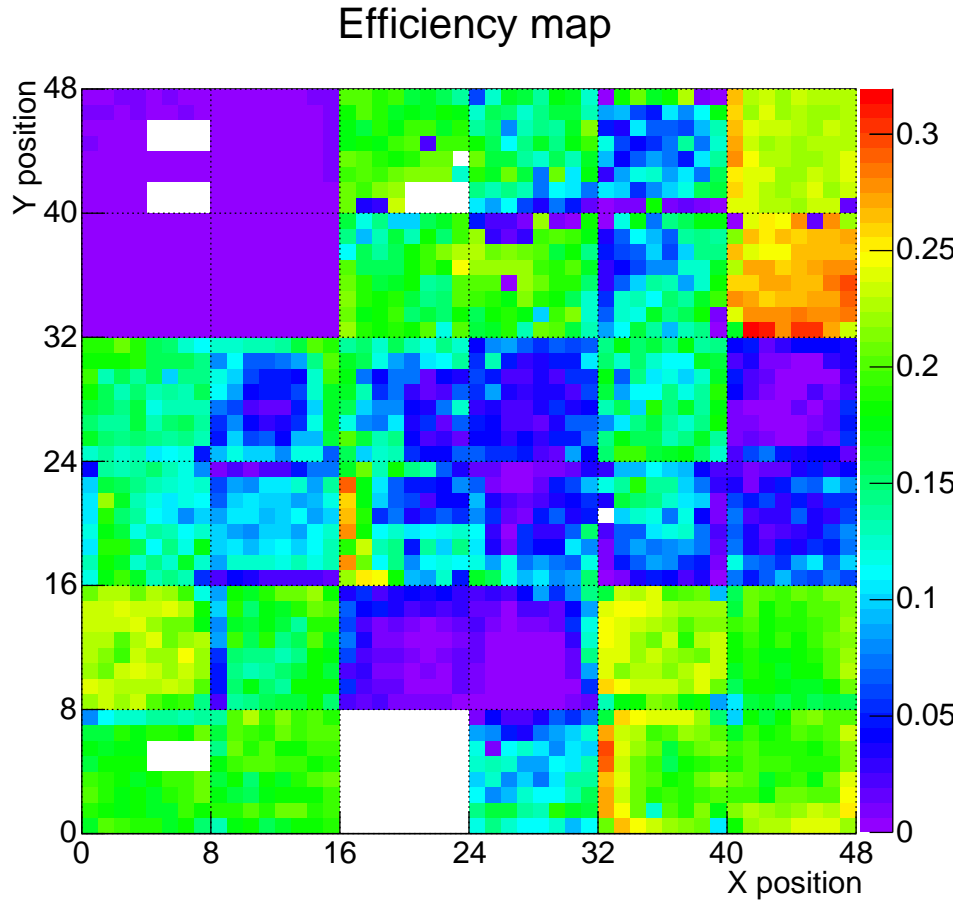


FIGURE 8.10 – Efficacité de détection du PDM normalisée à 1 pour une polarisation à 950 V. Les MAPMTs présentant une faible efficacité (code couleur violet) possèdent ainsi un gain trop faible afin de réaliser du photo-comptage.

dysfonction de l'ASIC (code couleur blanc) ou d'un gain trop faible (code couleur violet).

La figure 8.12 présente l'erreur sur l'efficacité de détection en fonction de cette efficacité. Il est ainsi visible que les pixels disposant de l'efficacité la plus élevée présentent l'erreur la plus faible. Ce la correspond au fait que ces pixels disposent d'un gain élevé et le seuil de détection du discriminateur permet de sélectionner ces signaux. Au contraire, les pixels disposant d'un faible gain présentent une faible efficacité de détection. La fluctuation sur le comptage est plus élevée car une part significative des signaux sont rejetés, entraînant une erreur élevée sur la détermination de l'efficacité de détection.

Toutefois, ces données de calibration réalisées après vol doivent être comparées avec les mesures effectuées avant vol afin de vérifier les possibles différences.

Différences entre la calibration avant vol et après vol

Des différences sont observées entre les deux calibrations, même en ne considérant que les seuls pixels qualifiés de « bons ». Ainsi la figure 8.13 présente les rapports des efficacités et de la position du point d'inflexion (valeur moyenne de la charge du photo-électron unique en unité de DAC) de la calibration d'après vol par rapport à celle d'avant d'avant vol.

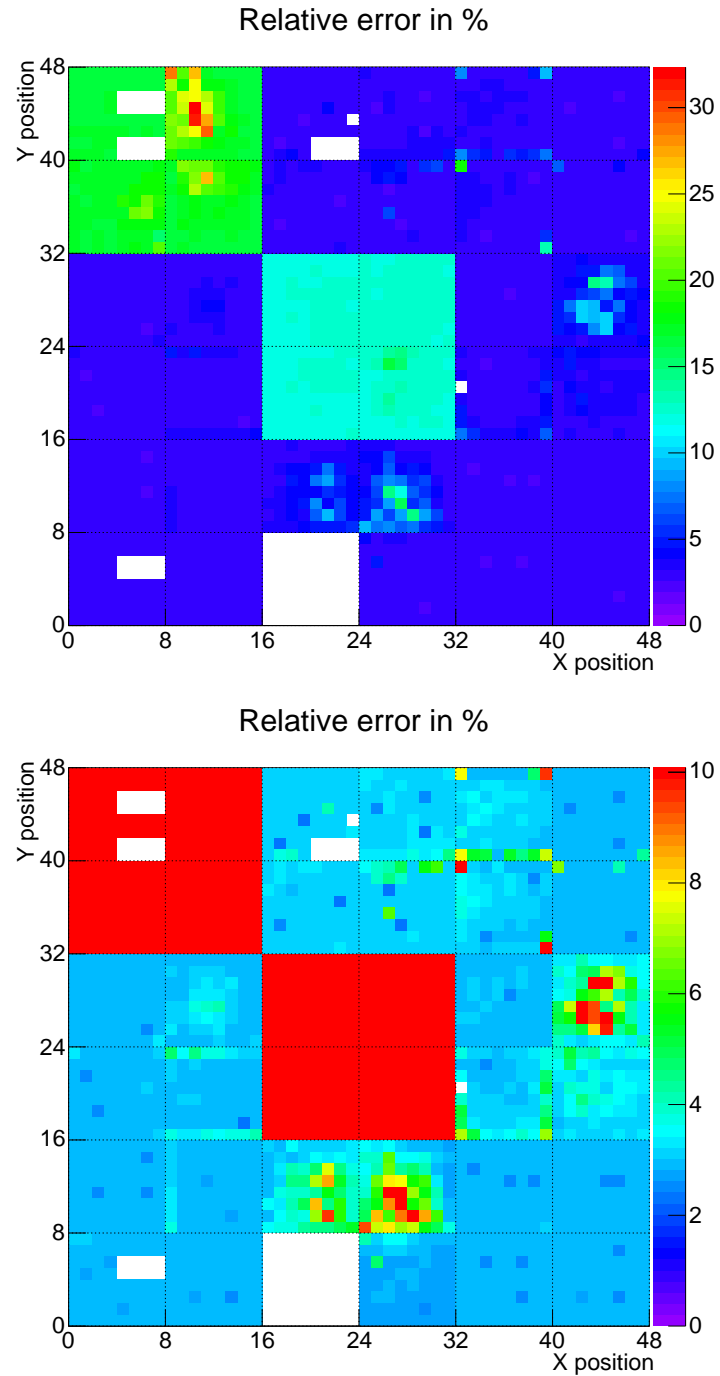


FIGURE 8.11 – Incertitudes sur la calibration du PDM à 950 V. La figure du haut est en pleine échelle tandis que la seconde est un agrandissement des échelles de valeurs. Les EC-units présentant une efficacité quasi-nulle et pour lesquels aucun pixel de référence avec un gain élevé n'a pu être mesuré, présentent une forte incertitude. L'incertitude est inférieure à 5 % pour les pixels avec un gain élevé.

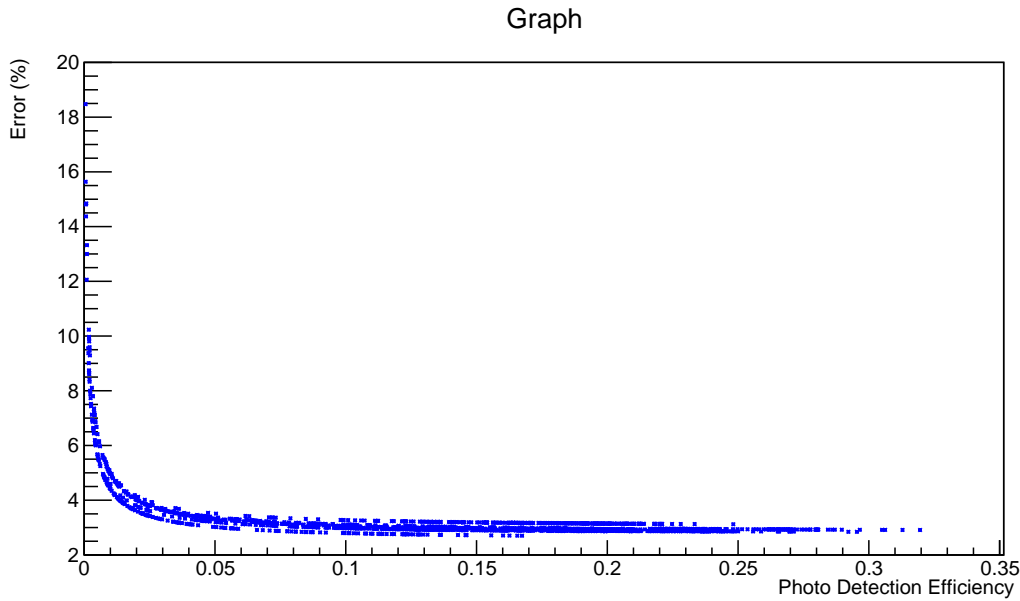


FIGURE 8.12 – Erreur en fonction de l’efficacité (normalisée à 1) des pixels du PDM.

Le premier résultat surprenant de ces figures concerne l’augmentation du gain¹ observable pour les 4 MAPMTs en rouge de la figure 8.13 (a), ce qui à première vue n’est seulement possible que si les hautes tensions sont plus importantes après vol qu’avant vol. Cependant ce problème est écarté car cet effet d’augmentation n’est pas observé pour les 4 MAPMTs formant un EC-unit et qui sont alimentés par la même source. Si cette augmentation ne peut être imputable aux alimentations, alors il doit s’agir d’un défaut de l’électronique de lecture. En effet, les 4 MAPMTs concernés par cette augmentation de gain sont en connectés à la même carte EC-ASIC comme le présente la figure 8.14.

Un MAPMT présente également une diminution de son gain ce qui se traduit par la diminution de la hauteur de l’impulsion moyenne du photoélectron unique en unité de DAC, comme il peut être vu en figure 8.13. Il n’est donc pas donné de valeur d’efficacité pour l’ensemble des MAPMTs présentant une augmentation ou diminution de leur gain, et donc de leur efficacité comme il peut être vu en figure 8.13, puisque différente lors du vol. La corrélation entre l’évolution de l’efficacité et du gain peut être vue en figure 8.15.

Résultats de la calibration pour les « bons » pixels

Les figures 8.16 et 8.17 présentent les valeurs d’efficacité mesurées pour l’ensemble des « bons » pixels du PDM. Les MAPMTs présentant une différence de gain et d’efficacité par rapport à la calibration avant vol sont retirés. La carte représentant l’incertitude sur la calibration, présentée en figure 8.18, est également présentée et il peut être observé que les EC-units fonctionnant correctement, c’est à dire pour lesquels les gains sont suffisamment élevés sur l’ensemble de l’EC-unit, la calibration est réalisée avec une précision meilleure

1. L’augmentation de la position du point d’inflexion traduit l’augmentation du gain du photomultiplicateur. La saturation par « pile-up » du piédestal ne permet pas de mesurer la correspondance de la charge nulle avec la valeur de DAC. Le gain ne peut alors pas être mesuré à proprement parler.

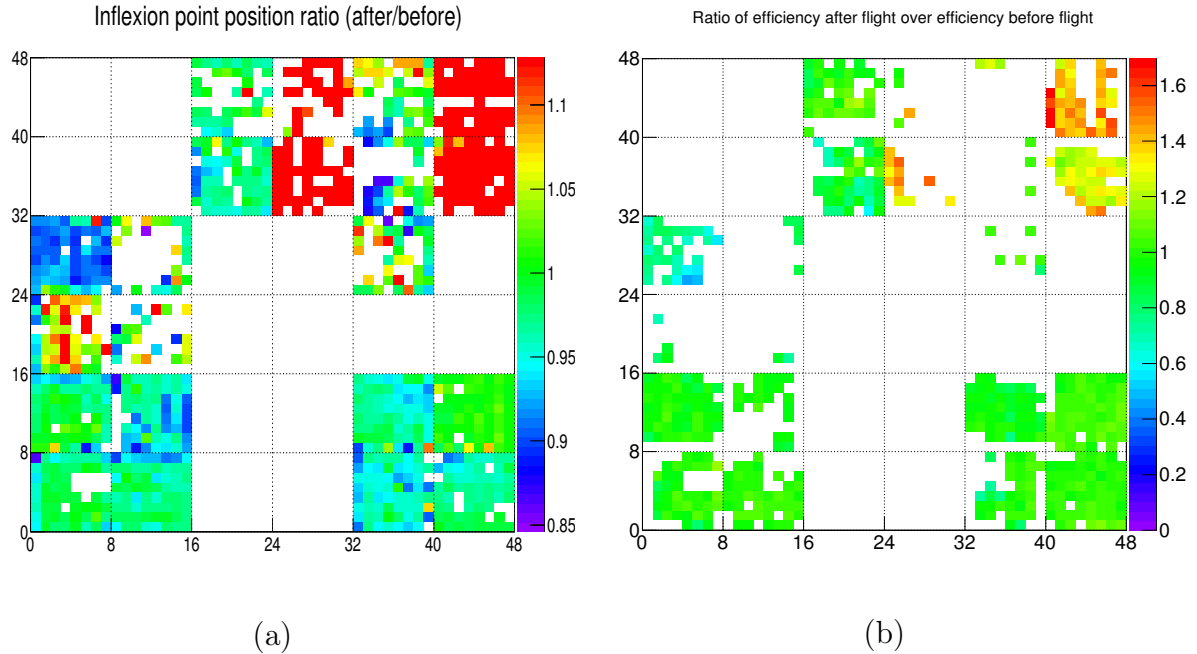


FIGURE 8.13 – Figure (a) : rapport des positions des points d'inflexion après vol par les points d'inflexion avant vol pour chaque pixel. L'échelle des couleurs a été rééchantillonnée afin de mieux distinguer les variations. Ainsi les pixels de couleur rouge présente un rapport supérieur à la valeur maximale affichée par l'échelle. Figure (b) : rapport des efficacités d'après vol par celle avant vol.

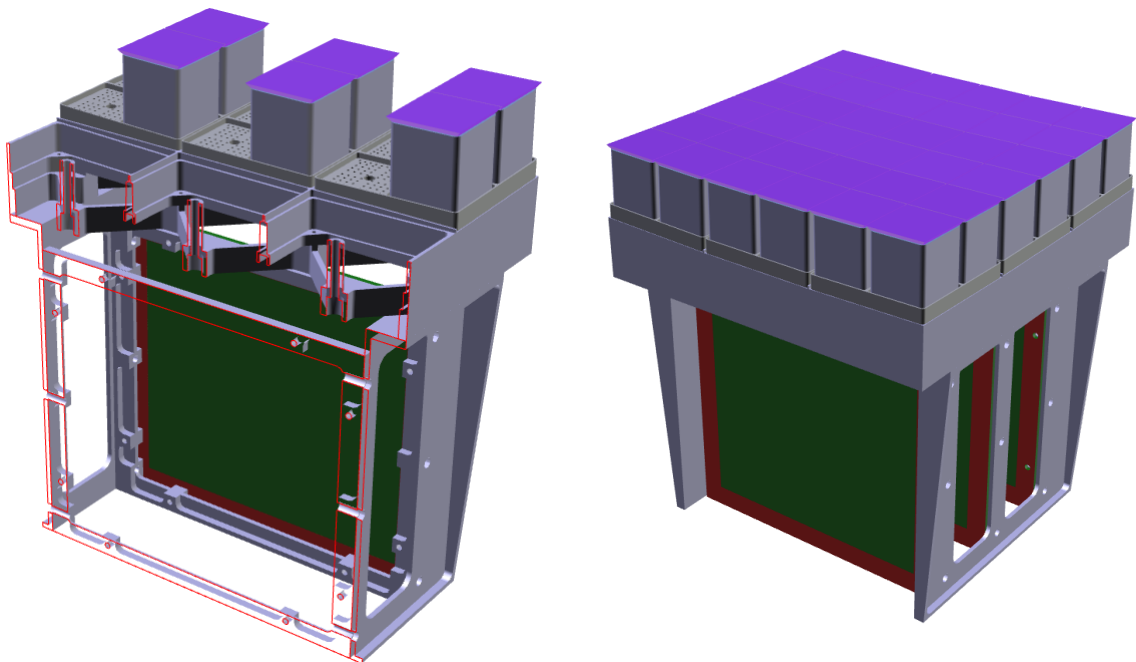


FIGURE 8.14 – Schéma CAO présentant le PDM entier ainsi qu'une vue en coupe présentant les 6 MAPMTs lus par la carte EC-ASIC 100 et répartis dans 3 EC-units.

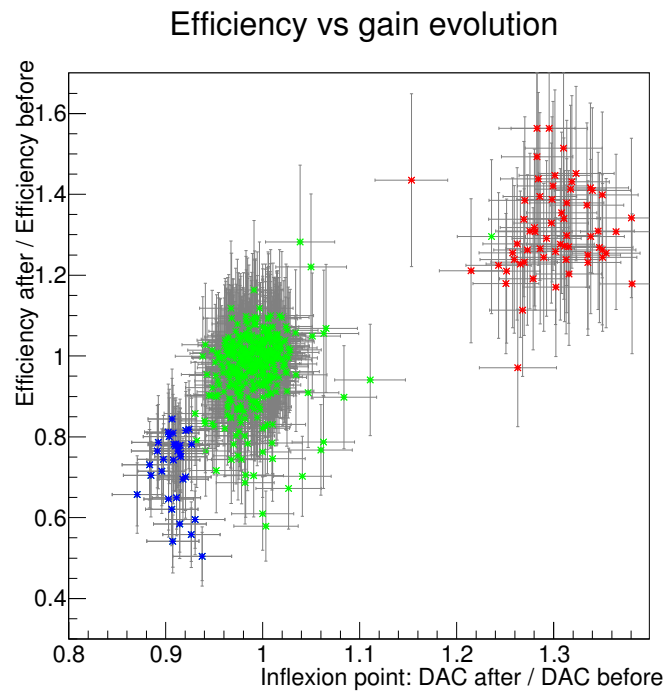


FIGURE 8.15 – Évolution de l’efficacité en fonction de la variation du gain du PMT. Les points présentés en bleu correspondent à un seul MAPMT. Les points rouges correspondent aux pixels des MAPMTs lus par la carte EC-ASIC 100. Enfin, les points verts correspondent au reste des pixels du PDM. Seuls les pixels ayant pu être calibrés avant et après vol, et donc la position du point d’inflexion est déterminable (gain suffisant) sont représentés.

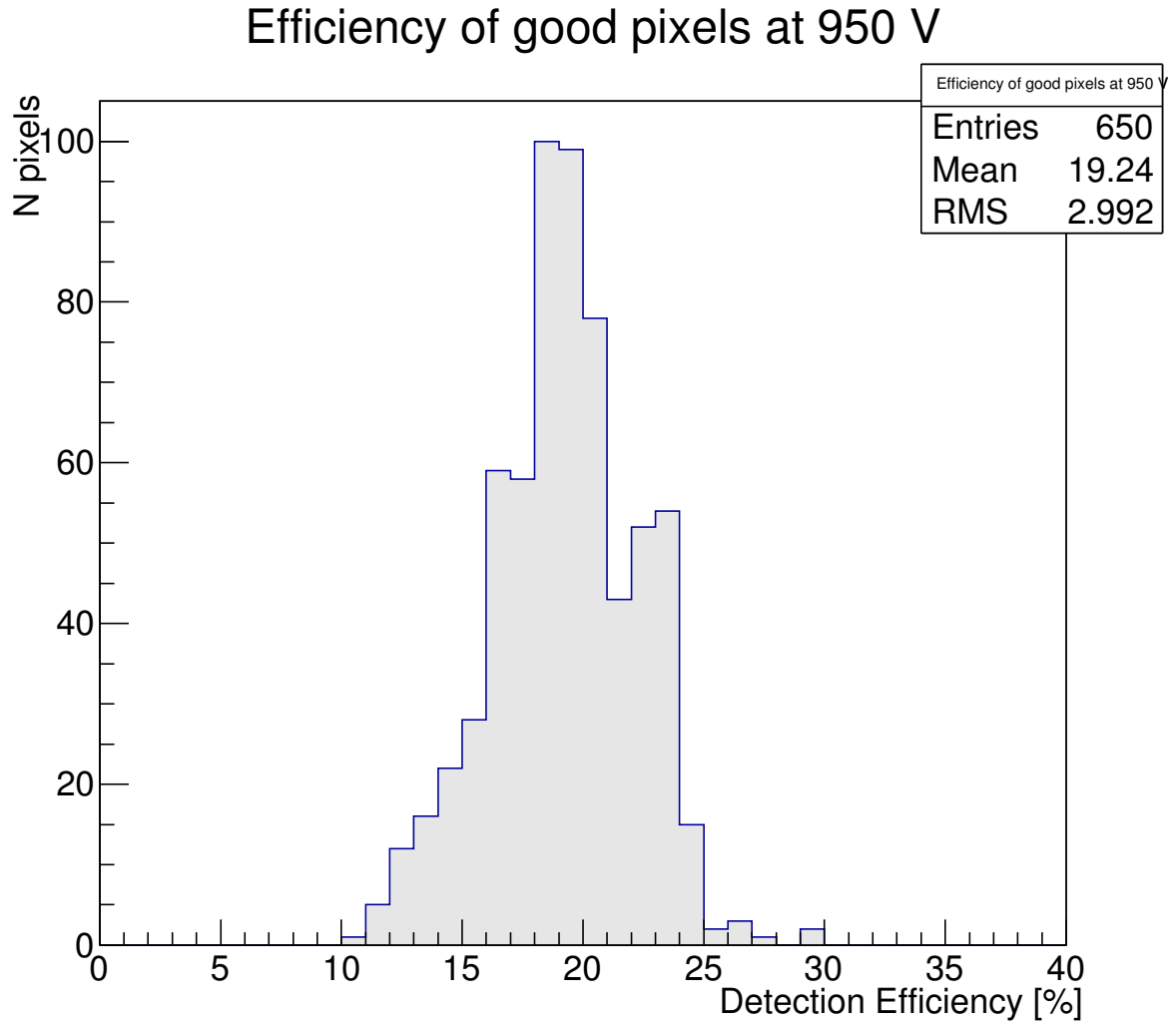


FIGURE 8.16 – Histogramme des efficacités de détection mesurées à 950 V et DAC 250 pour les « bons » pixels. L'efficacité moyenne est de l'ordre de 19%.

que 3%.

En dehors de fournir les valeurs de l'efficacité de détection du PDM, nécessaire à la reconstruction du bruit de fond UV, cette calibration permet de confirmer les exigences de JEM-EUSO. En effet, l'une de ces exigences est la détermination de l'efficacité de détection avec une précision meilleure que 5%. Cela est donc démontré dans notre cas à condition que les MAPMTs soient utilisés dans des conditions adaptées, c'est à dire pour une tension de polarisation supérieure à 950 V afin de disposer d'un gain suffisant.

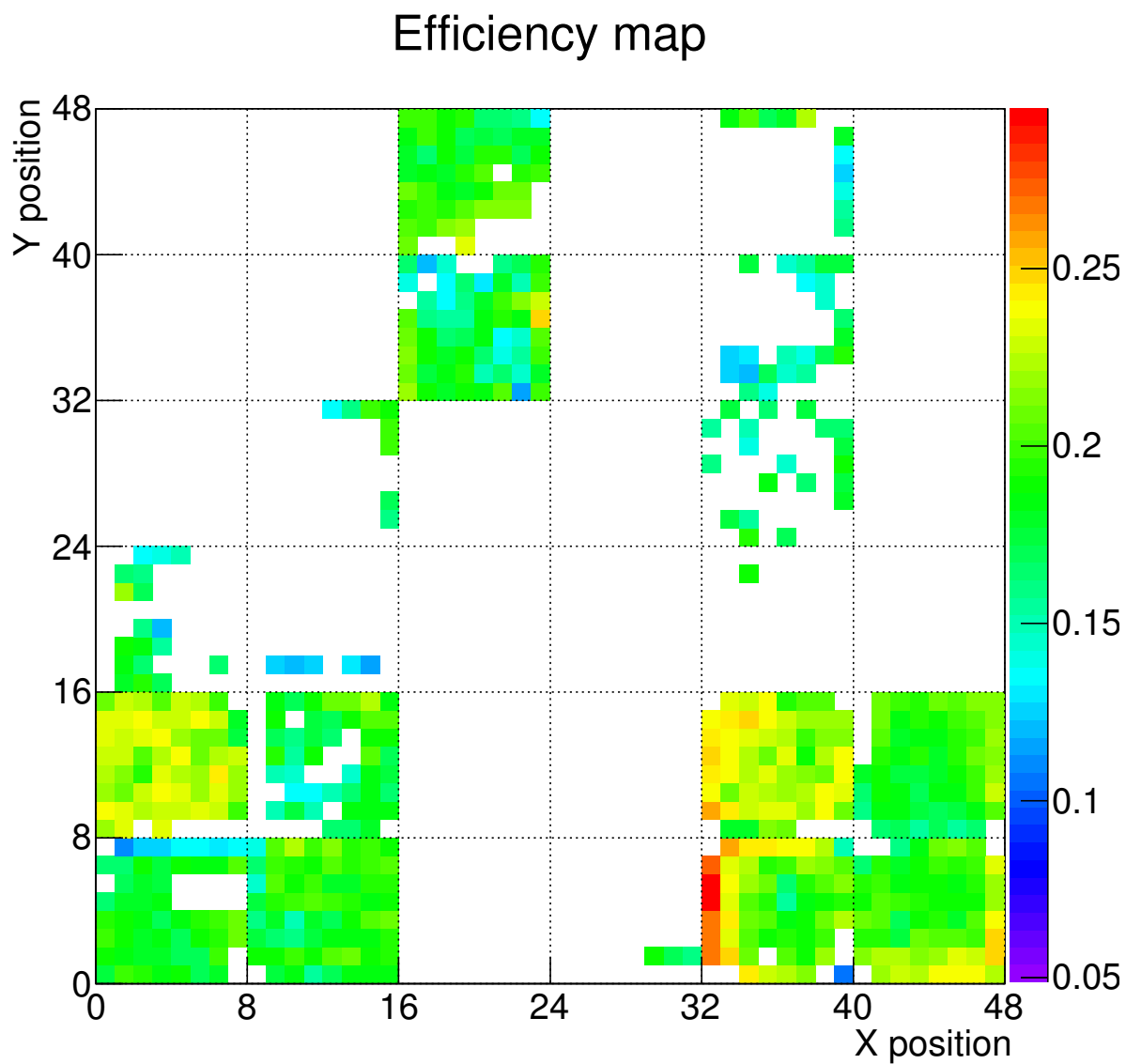


FIGURE 8.17 – Carte de l'efficacité du PDM après sélection des « bons » pixels. Les MAPMTs présentant une fluctuation de leur gain (et donc de leur efficacité) par rapport à la calibration avant vol ont été retirés.

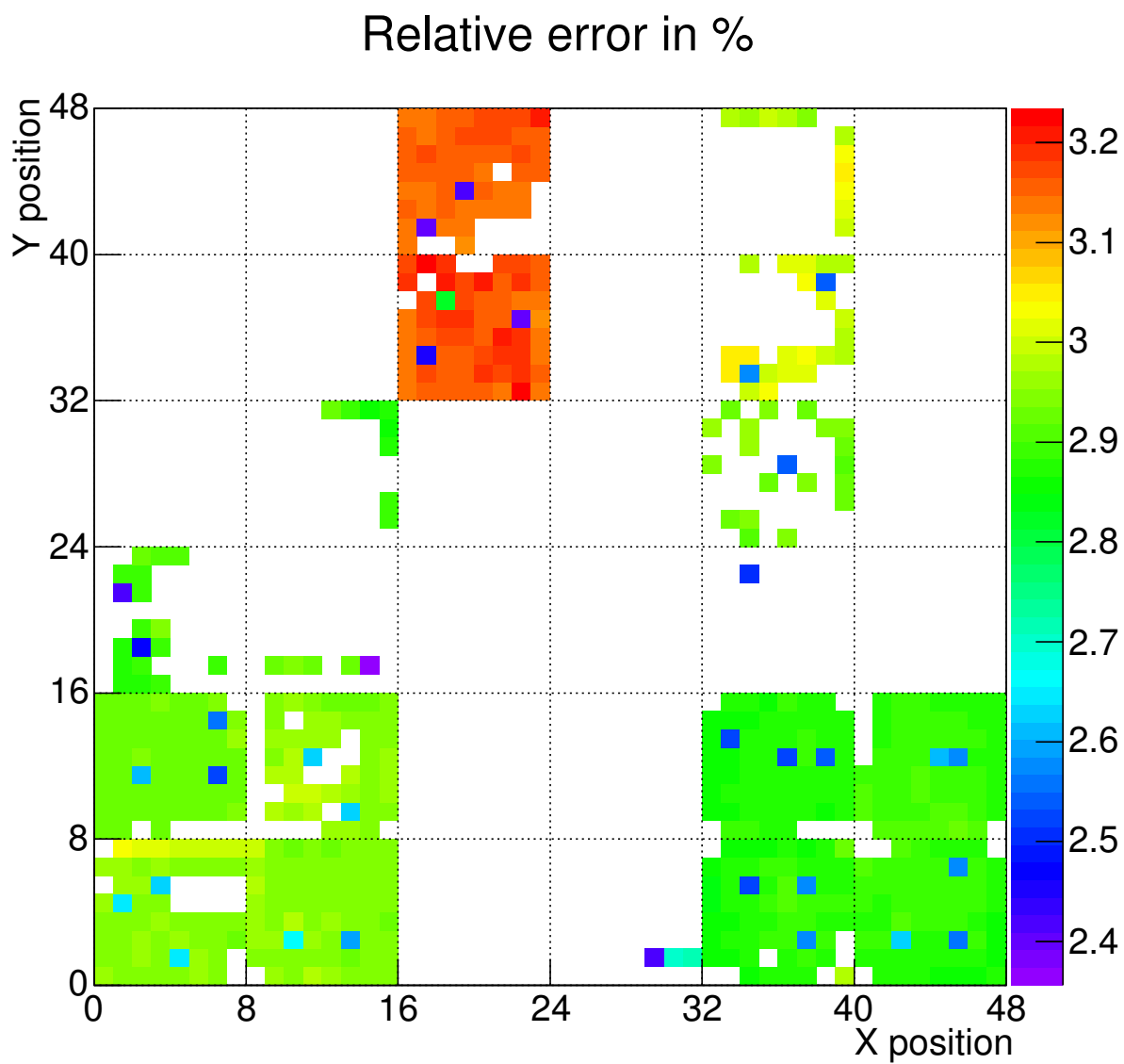


FIGURE 8.18 – Carte de l'incertitude sur la calibration du PDM après sélection des « bons » pixels. Les MAPMTs présentant une fluctuation de leur gain (et donc de leur efficacité) par rapport à la calibration avant vol ont été retirés.

Chapitre 9

Améliorations en vue des futures missions

La réalisation d'un prototype tel qu'EUSO-Balloon permet de démontrer la pertinence des concepts développés pour la détection spatiale des rayons cosmiques. Ce prototype est également un moyen d'arriver à une technologie mature lors de la réalisation de l'instrument spatial en améliorant les composants clés qui auraient pu montrer des limitations dans leur version prototype.

L'objet de ce chapitre est de présenter les améliorations qui seront apportées sur l'instrument qui effectuera le prochain vol ballon et de discuter les effets sur la performance du détecteur. Ainsi, l'augmentation de la tension de polarisation du PDM et son effet sur l'efficacité de détection sont présentés. Les principales caractéristiques de la troisième version de SPACIROC sont également discutées. Finalement, l'utilisation d'un nouveau type de photodétecteur, à savoir le SiPM, est présentée.

9.1 Augmentation de la tension de polarisation des MAPMTs

Il a été montré en section 7.3 que le PDM ne put être polarisé qu'à seulement 950 V sous une atmosphère de 3 mbar, correspondant à une altitude de 40 km. Ce niveau de polarisation est problématique puisqu'une grande partie des MAPMTs du PDM ne disposaient pas d'un gain suffisant pour tirer pleinement parti de leur efficacité. Rappelons que la tension de polarisation est limitée à cause de la présence d'une vis en métal traversant la résine d'enrobage des EC-units et qui pouvait se retrouver au potentiel de la photocathode à cause d'un léger défaut d'assemblage. Une fois la vis au potentiel de la photocathode, un arc électrique ou un effet corona se développe entre l'extrémité de la vis et un point à la masse de la structure mécanique. Cet arc entraîne alors une augmentation du courant débité par les hautes tensions qui se mettent en sécurité. Dans un premier temps, la partie externe de cette vis a été coupée puis une tige filetée en téflon a été collée par dessus. Seulement la colle utilisée pour assembler cette tige isolante sur la section coupée de la vis en métal n'étant pas suffisamment isolante, il ne fut pas possible de polariser les MAPMTs à une tension supérieure à 950 V. Le remplacement de la vis entière par une vis en téflon par exemple permettrait alors l'utilisation d'une tension de polarisation plus élevée à 3 mbar.

9. AMÉLIORATIONS EN VUE DES FUTURES MISSIONS

9.1.1 Effet de l'augmentation de la tension de polarisation

Le PDM d'EUSO-Balloon a donc été polarisé en laboratoire à une atmosphère à une tension de 1100 V, ce qui n'avait jamais été fait auparavant, afin d'estimer l'augmentation de l'efficacité de détection en photo-électron unique. L'effet de cette augmentation de tension augmente naturellement le gain des MAPMTs comme il peut être vu en figure 9.1. Sur cette figure, les « s-curves » d'un des MAPMT présentant le plus mauvais gain (et donc la plus mauvaise efficacité de détection) à 950 V sont présentées. L'augmentation de ce gain lors de la polarisation à 1100 V permet une meilleure séparation du signal du piédestal. Le rapport signal sur bruit augmentant, l'efficacité de détection augmente également. De plus, l'efficacité de collection augmente lorsque la tension de polarisation est plus élevée.

L'effet de cette augmentation de gain se traduit donc par une augmentation de l'efficacité de détection comme il peut être vu en figure 9.2. Sur cette figure, deux cartes des efficacités de détection du PDM sont présentées pour les tensions des polarisation de 950 et 1100 V et ce pour une valeur seuil unique correspondante à DAC 250. L'augmentation du gain entraîne logiquement une uniformisation de l'efficacité de détection. Les MAPMTs qui présentent un gain suffisant à 950 V (efficacité de détection correspondant au code couleur vert) et donc une séparation signal/bruit déjà importante ne présentent pas d'augmentation particulière de leur efficacité de détection. Au contraire, les MAPMTs qui avaient une faible efficacité de détection à 950 V (code couleur bleu/violet), traduisant un faible gain, présentent une augmentation de cette efficacité à 1100 V, car le signal est alors séparé du bruit. Seul un MAPMT semble présenter un gain trop faible encore pour 1100 V, ce qui se traduit par une faible valeur de l'efficacité de détection.

Il est à noter ici que les efficacités de détection présentées pour une polarisation de 1100 V ont été mesurées de manière relative en utilisant les valeurs d'efficacité des pixels de référence mesurés à 950 V et calculées selon l'équation 8.12. De précédentes mesures d'efficacité avec des QDC à différentes tensions de polarisation ont montré que l'augmentation de l'efficacité d'un MAPMT entre 950 et 1100 V est de l'ordre de 10%, imputable à l'augmentation de l'efficacité de collection. Nos valeurs d'efficacité mesurées à 1100 V présentées sur la figure 9.2 sont donc majorées de 10%.

Il est également visible sur la carte correspondant à une polarisation de 1100 V que les efficacités sont plus élevées sur la bordure des MAPMTs qu'au centre. Cet effet pourrait provenir des filtres UV qui sont plus larges que la photocathode et coupés en biseau afin de diminuer les espaces morts entre les MAPMTs. En effet, de la sorte, les rayons lumineux arrivant sur les espaces entre les MAPMTs devraient être réfléchis à l'interface filtre/air pour arriver sur la photocathode. Cependant, il a été montré que cet effet est nul pour des rayons lumineux à incidence normale à la surface des filtres [26] dû à un angle de découpe de 45°. Les rayons arrivant en incidence normale à la surface sont donc réfléchis parallèlement à la photocathode et ils ne sont donc pas collectés. Cette augmentation de l'efficacité de détection sur les bords provient en réalité de la structure du MAPMT qui modifie l'efficacité de collection. Cette dernière est plus importante sur les pixels du bord. Cet effet a pu être mesuré par le fabricant, Hamamatsu.

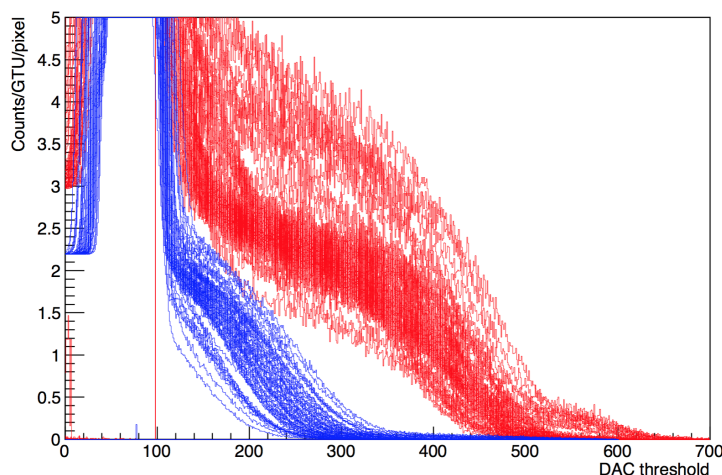


FIGURE 9.1 – S-curves d'un MAPMT de l'EC-unit 111 (en haut à gauche sur toute les représentations de ce mémoire) présentant un faible gain à 950 V. Les courbes bleues correspondent à une polarisation de 950 V tandis que les courbes rouges correspondent à une polarisation de 1100 V. L'ordonnée du point d'inflexion moyen des deux distributions a été normalisée à 1 coup par GTU afin de faire correspondre l'échelle des ordonnées pour les deux distributions. L'augmentation du gain est clairement visible pour la distribution à 1100 V (rouge). Le signal est alors amplifié et séparé du bruit électronique : le nombre de détection par GTU devient alors plus élevé comme l'indique l'ordonnée correspondant aux plateaux des courbes.

9.1.2 Impact sur les performances de l'instrument

Comme il est visible sur la figure 9.2, l'efficacité de détection du PDM est bien plus uniforme à 1100 V qu'à 950 V et présente une efficacité de détection supérieure. Cette augmentation résulte en une sensibilité plus élevée de l'instrument pour la détection des gerbes atmosphériques. Ceci est d'autant plus important que le second vol ballon est dédié à l'observation des premières gerbes atmosphériques enregistrées depuis le proche espace grâce à la grande durée de vol de plusieurs semaines.

L'uniformisation de l'efficacité de détection a également un impact sur le déclenchement du premier niveau de trigger. En effet, celui-ci est basé sur le calcul du niveau de bruit de fond pour des zones composées de plusieurs pixels. Le calcul de ce niveau pour des régions de plusieurs pixels permet une économie des ressources du FPGA de la PDM board. Ceci ne peut fonctionner que si la zone considérée possède une efficacité de détection uniforme pour laquelle une moyenne du nombre d'événements possède une vraie signification.

9.2 Une nouvelle version des ASIC : SPACIROC III

Une nouvelle version de l'ASIC SPACIROC a été développée dans l'optique d'améliorer la gamme dynamique du « Photon-Counting ». Pour cela, les circuits de mise en forme du signal ont été supprimés ce qui permet de minimiser le temps mort. L'intervalle permettant la détection successive de deux impulsions diminuant, la gamme dynamique du PC se

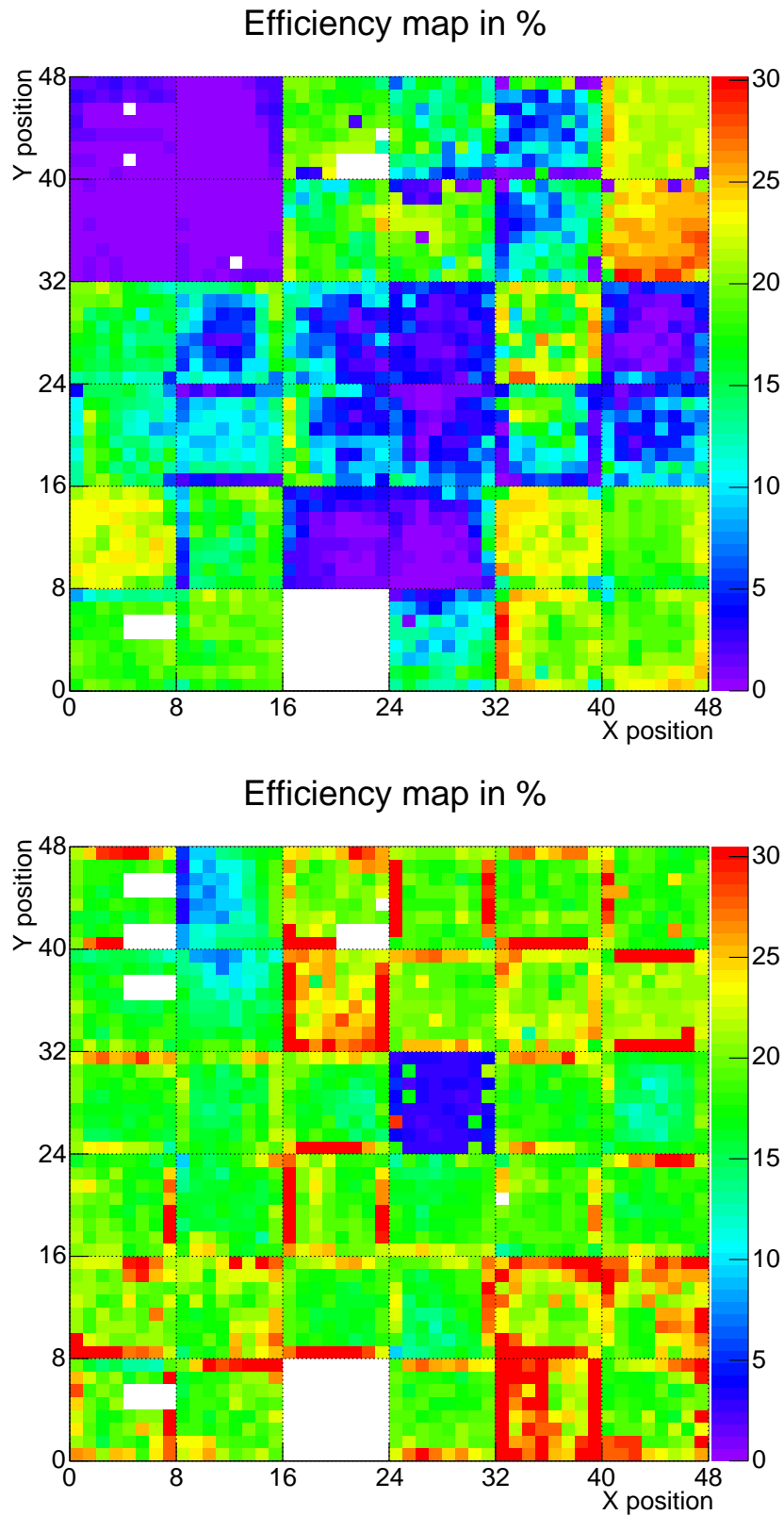


FIGURE 9.2 – Comparaison des cartes d'efficacité de détection du PDM pour deux polarisations : 950 V pour la carte du haut et 1100 V pour celle du bas. Les efficacités pour une polarisation de 1100 V sont mesurées relativement en utilisant les valeurs d'efficacité des pixels de référence mesurés à 950 V. Pour tenir compte de l'augmentation de l'efficacité de collection en passant de 950 à 1100 V, les valeurs ont été majorées de 10%.

trouve augmentée.

Les premières mesures de photons avec un MAPMT M64 lu par un ASIC SPACIROC III monté sur une carte test à montré que la gamme dynamique a été étendue jusqu'à ~ 170 photo-électrons par GTU. D'après l'équation 6.6, cette valeur maximale correspond à un temps de résolution de deux impulsions de 5 ns par l'électronique de lecture. Avec un temps mort paralysable de 30 ns, SPACIROC I permettait seulement de mesurer un nombre maximal de 30 photo-électrons par GTU. La figure 9.3 présente ainsi la réponse de l'ASIC pour ses deux modes, le « photon counting » et l'intégrateur, fonctionnant tous les deux en parallèle. Il est visible que la réponse du « photon-counting » permet un taux de comptage allant jusqu'à 142000 coups pour 800 GTUs soit environ 170 photo-électrons par GTU. Ceci est une grande évolution comparé à la première version de SPACIROC qui ne pouvait compter au maximum qu'une trentaine de coups par GTU comme il peut être vu en figure 6.1.

Surtout, le mode intégrateur, réglé tel que les capacités présentent une valeur de 1 pF (courbe verte), permet de détecter lorsque le taux de comptage a atteint son maximum. En effet, sa réponse passe d'une valeur quasi-nulle à une valeur maximale lorsque la réponse du photon-counting atteint son maximum. Cela permet de lever l'incertitude sur l'intensité lumineuse pour une valeur du photon-counting, puisqu'une valeur en ordonnée correspond à deux valeurs en abscisse. Ainsi, le mode photon-counting pourrait être utilisé pour mesurer les événements de forte intensité.

Une faible consommation étant requise, la pré-amplification avec ajustement individuel sur 8-bits (correspondant à un facteur 0 à 4) des 64 voies, utilisée sur SPACIROC I et II a été supprimée. L'égalisation des gains n'est alors plus possible mais il a été montré que celle-ci n'est pas nécessaire dans le cas où une tension suffisante peut être utilisée pour augmenter le gain des MAPMT. Les figures 9.1 et 9.2 montrent bien que l'augmentation de tension permet de séparer le signal de la ligne de base permettant de tirer parti de la meilleure efficacité de détection de chaque pixel. Un seuil unique peut toutefois être réglé pour chaque voie de l'ASIC, permettant de disposer de seuils différents si les gains présentent des variations importantes.

9.3 Vers l'utilisation d'un nouveau type de photodétecteurs

Ces dernières années, les progrès de la technologie des SiPMs permet d'envisager la construction d'un PDM basé sur cette technologie. Cette partie est dédiée à la présentation de cette technologie ainsi que des avantages qu'elle apporte par rapport au MAPMTs.

9.3.1 Description des SiPM

Les photodiodes à avalanche

Les SiPMs (« silicon photomultipliers ») sont basés sur la technologie des photodiodes à avalanches (APDs en anglais). Une photodiode à avalanche consiste en une jonction PN sur laquelle une forte polarisation inverse est appliquée. L'application d'une polarisation inverse permet d'augmenter la force du champ électrique dans la jonction PN et permet de disposer d'une zone de déplétion plus importante. En effet, la borne négative du générateur

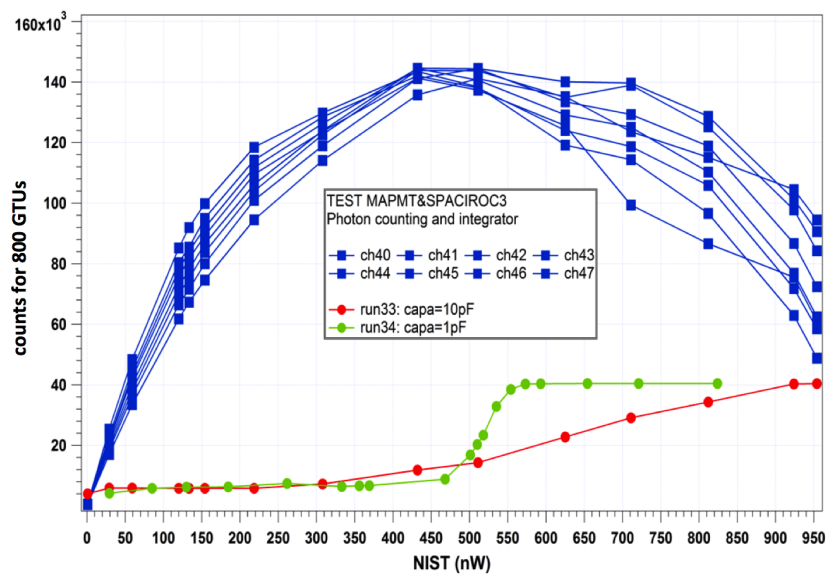


FIGURE 9.3 – Mesure de la réponse de SPACIROC 3 couplé à un MAPMT. En bleu sont présentés les réponses en « photon-counting » de huit pixels appartenant au même intégrateur. Les courbes rouge et verte correspondent à la réponse de l'intégrateur pour différentes configurations. L'axe des abscisses correspond à la puissance mesurée par la photodiode NIST montée sur la sphère intégrante. L'intensité lumineuse en sortie de la sphère est proportionnelle à l'intensité mesurée par la photodiode. L'axe des ordonnées correspond au nombre de signaux enregistrés pour environ 800 de GTUs.

de tension branchée sur la zone P repousse les porteurs de charge négative (les électrons) tandis que la borne positive branchée sur la zone N repousse les porteurs de charge positive (trous). Cela résulte bien en une augmentation de la zone de déplétion. La jonction est dite bloquée et aucun courant ne peut circuler au travers.

Lors du passage d'une particule ionisante, telle qu'un photon, des paires électrons/trous sont créés dans la zone de déplétion. Les électrons dérivent alors vers la borne positive du générateur tandis que les trous vont vers la borne négative du générateur. Si la tension de polarisation inverse est supérieure à la tension de décharge (« breakdown voltage »), les porteurs de charge sont suffisamment accélérés pour créer de nouveaux porteurs. Il se crée alors une avalanche et la jonction devient conductrice. On dit que la jonction est utilisée en mode Geiger. La création d'une avalanche permet de disposer d'un gain interne permettant d'utiliser une APD pour faire de la photodétection au photon unique lorsqu'elle est utilisée avec un amplificateur.

Cependant, lorsqu'une avalanche est créée, la jonction devient conductrice et un courant la traverse. Afin de pouvoir utiliser à nouveau cette APD pour détecter de nouveaux photons, l'avalanche doit cesser. Pour cela, une résistance de « quenching » est placée en série avec la photodiode. Lorsque la décharge est activée, le large courant traversant la résistance entraîne une chute de la différence de potentiel, ce qui stoppe l'avalanche. La photodiode peut à nouveau détecter des photons. Le temps permettant à l'avalanche de s'arrêter est appelé temps de recouvrement (« recovery time »).

Fonctionnement d'un SiPM en mode photo-comptage

Un SiPM consiste en un ensemble de photodiodes utilisées en mode Geiger et connectées en parallèle. Un préamplificateur convertissant le courant vers une tension permet de disposer d'une impulsion en tension. Si chaque photon arrive avec un intervalle de temps supérieur au « recovery time », chaque photon interagissant produira un signal avec une hauteur donnée. La photodiode fonctionnant en mode Geiger, si plusieurs photons interagissent dans un temps inférieur au « recovery time », un pulse identique à celui créé par un photon unique est produit. Cela signifie que la linéarité d'une photodiode se dégrade lorsque le flux de photons incident est trop important. Cependant, un SiPM est composé de plusieurs APDs, et plusieurs photons arrivant en même temps sur plusieurs photodiode produisent alors une impulsion dont la hauteur est proportionnelle au nombre de photodiodes créant une avalanche.

Hamamatsu développe ses SiPMs sous l'appellation MPPC pour « Multi-Pixel Photon Counter » dont les caractéristiques permettraient de remplacer les MAPMTs M64 de la conception actuelle de la surface focale de JEM-EUSO. Dans la suite, nous comparons les propriétés de ces MPPCs par rapport aux MAPMTs et présentons leurs avantages.

9.3.2 Avantage des SiPM par rapport aux MAPMTs

Dans la suite nous nous intéressons particulièrement au MPPC de référence S12642-0808PA-50 disposant de 8×8 pixels d'une taille de 3 mm ce qui en fait un photodétecteur comparable au MAPMT M64 utilisé pour le PDM d'EUSO-Balloon. Les différentes caractéristiques de ces photo-détecteurs sont passées en revues afin de vérifier leur compatibilité avec les besoins techniques et scientifiques de JEM-EUSO.

9. AMÉLIORATIONS EN VUE DES FUTURES MISSIONS

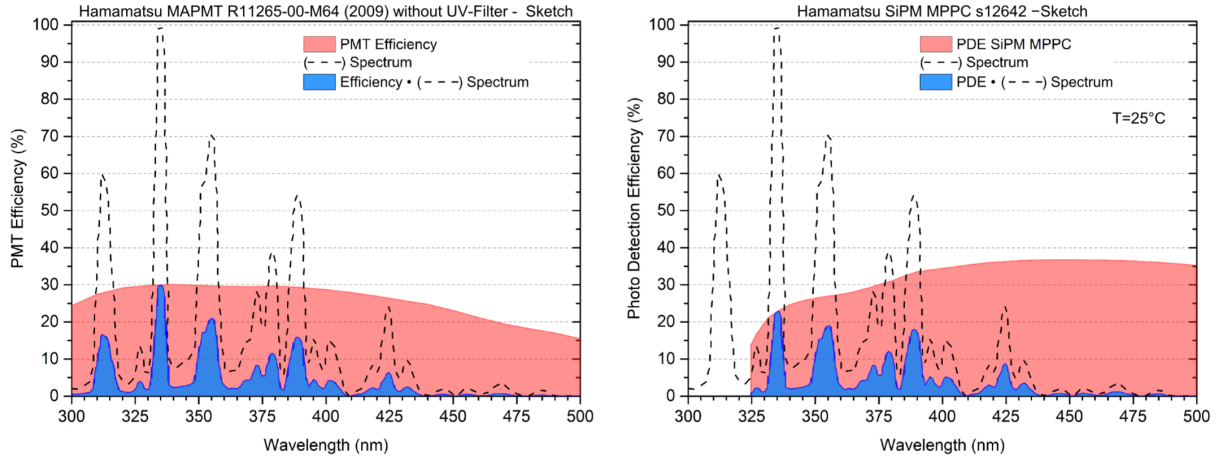


FIGURE 9.4 – Gauche : superposition de l’efficacité de photodétection d’un MAPMT M64 avec le spectre de fluorescence de l’azote. La surface en bleu représente la convolution du spectre d’émission avec l’efficacité de détection du MAPMT. Droite : présente l’efficacité de photodétection d’un SiPM MPPC convoluée avec le spectre d’émission de fluorescence de l’azote de la même manière que pour le MAPMT. Ces graphiques permettent d’estimer la quantité de photons détectables par les deux types de photodétecteurs. Extrait de [2].

9.3.2.1 Réponse spectrale et efficacité de détection

Les SiPM produits récemment disposent d’une efficacité de détection plus élevée que par le passé dans le domaine UV. La figure 9.4 présente l’efficacité de détection d’un MPPC avec un « coating » en epoxy comparée avec l’efficacité de détection d’un MAPMT M64 avec une photocathode en « Super Bialkali ». Le spectre de fluorescence de l’azote est également présenté et convolué avec l’efficacité de détection des deux types de photodétecteurs. Il est toutefois à noter que l’efficacité de détection d’un PMT est le produit de l’efficacité quantique et de l’efficacité de collection. Cette efficacité de collection est annoncée à 90 % pour les MAPMTs utilisés pour EUSO-Balloon. Cependant, les mesures effectuées à 1100 V (voir figure 9.2) montrent une forte disparité dans cette efficacité de détection à l’intérieur même d’un MAPMT. Les pixels du centre des MAPMTs présentent ainsi une efficacité inférieure de 30% aux pixels des bords, ce qui réduit considérablement les performances comparé à la courbe montrée en figure 9.4. L’efficacité mesurée à 1100 V avec le PDM d’EUSO-Balloon montre une efficacité moyenne de détection de 20%. Au contraire, un MPPC ne présente pas de différences d’efficacité sur sa surface.

Il est visible sur la figure que le premier pic de fluorescence ne peut être détecté. Cependant, si la sensibilité des MPPCs peut être améliorée, l’efficacité de détection des MPPC serait supérieure à celle des MAPMTs. Les MPPC avec un « coating » en silicium présentent une sensibilité pour les UV bien supérieure.

9.3.2.2 « Dark counts »

Le « dark count » est un paramètre important qui peut nuire à la sensibilité d’un détecteur de fluorescence s’il est trop important. Si la valeur du « dark rate » est dix fois inférieure au taux de déclenchement sur le bruit de fond UV, on peut considérer que son influence est nulle. Ce taux de déclenchement est de l’ordre de quelques centaines de

kHz (en considérant une radiance du ciel de 500 à 1000 $\text{ph.m}^{-2}.\text{ns}^{-1}.\text{sr}^{-1}$, une surface de collection de 4,5 m^2 et un angle solide de détection de $\sim 4,4 \times 10^{-3}$ sr). Les MAPMTs actuels présentent un « dark noise rate » de l'ordre de la centaine de Hz, ce qui est excellent pour leur application à JEM-EUSO.

Les mesures de « dark counts » annoncées par Hamamatsu pour son MPPC S12642-0808PA-50 donnent une valeur de l'ordre du MHz à 25° C pour une tension supérieure de 2,4 V au « breakdown voltage » [54]. Ceci est trop élevé mais des études portant sur le comportement de SiPMs en fonction de la température montrent que ce taux peut être divisé par 100 en refroidissant les détecteurs à -20 ° C [71] [102]. Sachant que lorsque l'ISS est plongée dans l'ombre de la Terre, la température des matériaux extérieurs peut chuter à des valeurs inférieures à -100° C, une solution devrait pouvoir être trouvée afin de refroidir simplement les SiPMs.

9.3.2.3 Gain et efficacité de détection en fonction de la température

Si les MPPCs doivent être opérés à des températures négatives afin de diminuer la fréquence du « dark noise », il faut vérifier que le gain et l'efficacité de détection ne soient pas dégradés. Les valeurs de ces deux paramètres sont données à température ambiante par le constructeur Hamamatsu et des tests en température en préparation par la collaboration JEM-EUSO devraient permettre de vérifier l'influence de la température sur les MPPCs.

La tension de décharge V_{br} (« breakdown voltage ») diminuant avec la température, cet effet doit être mesuré afin de pouvoir tester les MPPCs à une tension supérieure à V_{br} constante. L'étude présentée dans [71] ne montre pas de diminution du gain lorsque la température d'opération diminue et que la tension au-dessus de V_{br} est maintenue constante. De même, l'efficacité de détection doit être vérifiée en fonction de la température mais il ne semble pas y avoir d'influence toujours d'après [71].

9.3.2.4 Autres paramètres et résumé

Les MPPCs apportent plusieurs autres avantages par rapport aux MAPMTs. Ces avantages sont listés ci-dessous :

- La tension de polarisation : l'utilisation de MPPC permettrait de supprimer l'utilisation de systèmes de hautes tensions complexes puisqu'à 25 ° C, la tension de polarisation doit être de l'ordre de 70 V comparé aux 1100 V du MAPMT. Cette réduction de la tension de polarisation permet un gain de poids conséquent, estimé à une soixantaine de kilogrammes par la collaboration.
- Le poids : les SiPMs présentent un énorme avantage au niveau du poids et du volume, qui sont deux paramètres critiques pour une mission spatiale. Ainsi, un MAPMT 64 pixel pèse 27 g contre 1,5 g pour un MPPC 64 pixels. Le gain de poids sur la surface focale de JEM-EUSO est ainsi de ~ 125 kg.

La table 9.1 résume les différents paramètres des MPPCs et des MAPMTs.

Un des points négatifs des SiPM concerne la surface effective d'un détecteur. En effet, ce MPPC dispose d'un « pitch » de 50 μm pour des pixels de 9 mm^2 . Chaque pixel dispose ainsi d'environ 3600 APDs par pixel, ce qui permet de disposer d'une grande gamme dynamique mais cette grande quantité entraîne une perte de surface effective comparé aux MAPMT dont toute la surface focale est active. Une réduction du nombre d'APDs

9. AMÉLIORATIONS EN VUE DES FUTURES MISSIONS

Paramètre	MPPC	MAPMT
Poids	1,5 g	27 g
Tension de polarisation	65 ± 10 V ^{*1} 2,4 V	950-1100 V
Gain	$\sim 10^6$	$\sim 10^6$
« Dark noise »	\sim MHz ^{*2} , \sim kHz ^{*3}	~ 100 Hz
Surface effective	62%	100% ^{*4}

^{*1} Correspond au « breakdown voltage ».

^{*2} Mesuré par Hamamatsu à +25°C.

^{*3} Une division d'un facteur 100 est attendue pour une température de -20°C d'après [71].

^{*4} La photocathode ne présente pas d'espace mort.

TABLE 9.1 – Caractéristiques des MPPCs et des MAPMTs 64.

par pixel permettrait une diminution des espaces morts et permettrait de disposer d'une efficacité de détection plus importante.

Conclusion

Les premières études de R&D montrent que les performances du second vol ballon seront améliorées par rapport au premier instrument. Les problèmes d'isolation électrique des ECs identifiés, des corrections seront apportées ce qui se traduira par une tension de polarisation plus importante et une meilleure uniformité de l'efficacité de détection du PDM. De plus, l'utilisation du nouvel ASIC SPACIROC 3 permettra d'augmenter la gamme dynamique de l'instrument. L'utilisation d'un intégrateur plus simple à régler permettra également de commander les systèmes de commutation des hautes tensions qui eux étaient parfaitement fonctionnels.

Enfin, le futur de JEM-EUSO semble être orienté vers la fabrication de PDMs basés sur la technologie des SiPMs, ces derniers offrant maintenant des performances comparables à celle des MAPMTs. La collaboration JEM-EUSO s'est ainsi lancée dans une phase de R&D afin de produire un premier prototype d'« Elementary Cell » constitué de SiPMs d'ici deux ans.

Quatrième partie

Étude du bruit de fond UV

Chapitre 10

Détermination du bruit de fond UV

Nous avons vu en section 3.4 que pour définir les performances de JEM-EUSO, il faut tenir compte du bruit de fond UV. Ce bruit de fond est déterminant pour le seuil en énergie de détection des gerbes atmosphériques et leur reconstruction. Les paramètres de bruit de fond utilisés lors des simulations proviennent de données enregistrées avec le télescope russe Tatiana qui ne disposait pas d'optique réfractrice. Dès lors, le survol d'une grande ville telle que Mexico n'engendrait une augmentation de l'intensité UV mesurée que d'un facteur 2 à 3 [45]. Les données enregistrées avec EUSO-Balloon permettent de disposer d'une mesure de ce bruit de fond UV dans des conditions similaires d'observation à celles que JEM-EUSO rencontrerait. Ainsi, la projection d'un pixel d'EUSO-Balloon au sol correspond à un carré d'environ 170 m de côté tandis que pour JEM-EUSO il s'agit d'un carré d'un demi-kilomètre. EUSO-Balloon permet donc de mesurer les motifs du bruit de fond UV avec une précision plus importante que ne peut atteindre JEM-EUSO. Bien entendu la vitesse de déplacement d'un pixel projeté au sol n'est pas la même du fait de la grande différence de vitesse (inférieure à 10 km/h à 40 km d'altitude pour le ballon contre 28000 km/h à une altitude de 400 km pour l'ISS) mais cela n'a aucune importance pour la mesure du bruit de fond UV permanent.

Dans ce chapitre sera donc présentée une analyse préliminaire sur la détermination de l'intensité UV pour les régions survolées. Il est à souligner qu'il s'agit d'une analyse préliminaire et que la meilleure détermination des paramètres optiques d'EUSO-Balloon permettra de réduire les incertitudes sur la mesure du fond UV.

10.1 Reconstruction de la radiance

Dans cette section sont présentés les paramètres permettant de convertir le taux de comptage du bruit de fond UV enregistré par EUSO-Balloon en radiance.

EUSO-Balloon dispose d'une optique réfractive, dont la transmission dépend de la longueur d'onde associée au photon ainsi que de son angle par rapport à l'axe optique. L'efficacité de photo-détection dépend également de la longueur d'onde du photon mais cette variation est très faible comme le montre la courbe de l'efficacité quantique de la photocathode en figure 3.10.

L'intensité du bruit de fond UV mesuré par un pixel d'EUSO-Balloon sur un temps d'acquisition τ_{acq} est définie grâce au nombre d'événements mesurés N_{pe} par :

10. DÉTERMINATION DU BRUIT DE FOND UV

$$I_{BG} = \frac{N_{pe}}{A_0 \tau_{acq} \int_{\phi} \int_{\theta} \int_{\lambda} \epsilon(\lambda, \theta, \phi) d\phi \sin \theta d\theta} \quad (10.1)$$

avec θ et ϕ les angles en coordonnées sphériques par rapport à l'axe optique. Le facteur $\epsilon(\lambda, \theta, \phi)$ désigne l'efficacité de détection de l'instrument qui varie d'un pixel à un autre et dépend donc de la direction d'arrivée des photons (angles θ, ϕ). La surface de collection de l'optique est paramétrisée par le facteur A_0 . La radiance est exprimée en $\text{ph.m}^{-2}.\text{ns}^{-1}.\text{sr}^{-1}$.

L'efficacité de détection de l'instrument est le produit de l'efficacité de détection du PDM, notée ici η , par la transmission de l'optique T :

$$\epsilon(\lambda, \theta, \phi) = T(\lambda, \theta, \phi) \times \eta(\lambda) \quad (10.2)$$

Dans la suite de l'étude, seuls les « bons » pixels, définis dans le chapitre 8 et calibrés avec une précision inférieure à 5% sont utilisés. Les paramètres optiques sont discutés dans la suite.

10.1.1 L'optique

Afin de reconstruire la radiance UV, les paramètres optiques critiques sont la transmission de l'optique ainsi que l'angle solide de détection.

La transmission

La transmission optique T est le rapport du nombre de photons N_{SF} arrivant dans une surface S_{SF} de la surface focale sur le nombre de photons N_{coll} collectés par la première lentille :

$$T = \frac{N_{SF}}{N_{coll}}. \quad (10.3)$$

La mesure de ce paramètre est détaillée dans [30] et est présentée dans la figure 10.1. La valeur de la transmission dépend de la taille de la surface S_{SF} considérée, ce qui permet de définir la « Point Spread Function » (PSF) ou tâche focale obtenue en imageant un point objet à l'infini. La mesure 2D du profil de la tâche focale est utilisée pour définir cette PSF. Ainsi, le rayon de la PSF correspond à la largeur à mi-hauteur du pic gaussien représentant la tâche focale en 2D. La PSF ainsi définie mesure 3 pixels par 3.

La transmission de l'optique pour une tâche focale de 3 pixels par 3 a été mesurée pour 3 longueurs d'onde [30] et est résumée dans la table 10.1. Ces valeurs doivent donc être utilisées dans le cas de la reconstruction de l'intensité des gerbes induites par tirs laser. Cependant, dans le cas de la mesure du bruit de fond UV, la source est diffuse. Dans ce cas, la transmission pour l'ensemble de la surface focale doit être considérée, c'est-à-dire que S_{SF} est égale à la surface du PDM. Dans ce cas, d'après [30], la transmission est égale à 50%. Ceci peut être vérifié figure 10.1. Pour un rayon d'environ 8 cm, correspondant à la moitié de la taille du PDM, 50% du flux est contenu.

L'angle solide de détection

Afin de traduire le nombre d'événements enregistrés par un pixel en une radiance, l'angle solide de détection du pixel doit être connu. Ce paramètre varie pour chaque pixel

Longueur d'onde (nm)	Transmission (%)
313	16
365	21
405	26

TABLE 10.1 – Transmission T optique pour une tâche focale de 3×3 pixels pour trois longueurs d'onde avec un faisceau incident à $2,3^\circ$. L'erreur $\Delta T/T$ sur la transmission est de 10%. La mesure de cette transmission est détaillée dans [30].

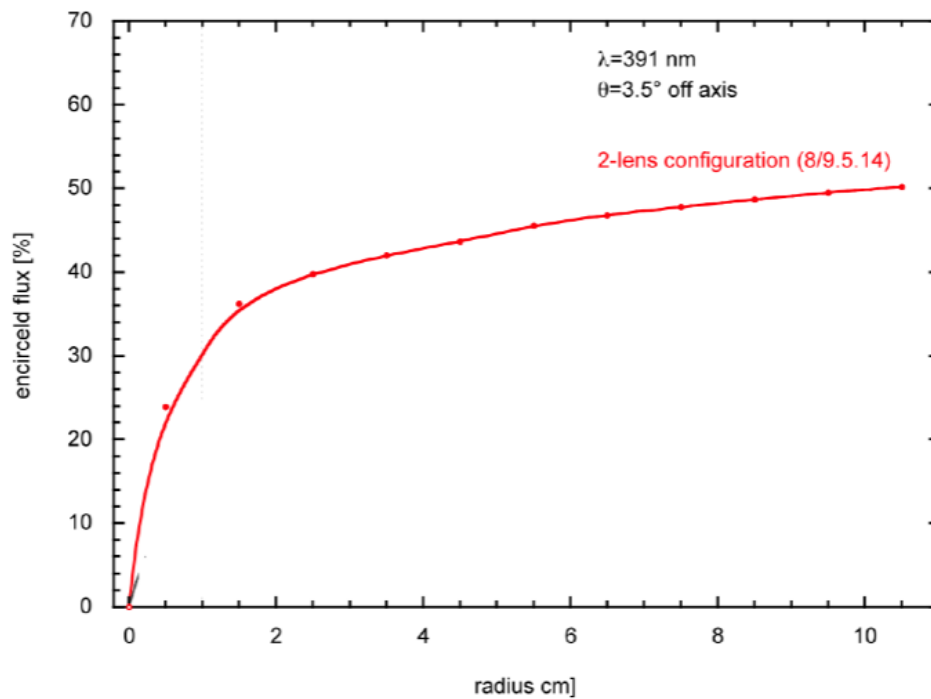


FIGURE 10.1 – Proportion du flux incident sur la première lentille en arrivant dans une surface de rayon défini. Extrait de [30].

10. DÉTERMINATION DU BRUIT DE FOND UV

Paramètre	Valeur	Incertitude relative
Surface collectrice de l'optique	0,96 m ²	négligeable
Transmission optique pour la PSF	0,22	10%
Transmission optique pour la surface focale entière	0,5	ordre de grandeur
Efficacité de détection moyenne du PDM	0,19	< 5%
Durée d'une GTU	2300 ns	négligeable
Champ de vue par pixel	0,25°	valeur de référence
Champ de vue du PDM	12°	valeur de référence
Angle solide de détection par pixel	$1,9 \times 10^{-5}$ sr	valeur de référence

TABLE 10.2 – Paramètres permettant la reconstruction de la radiance UV réfléchiée par la Terre à partir du nombre de détection par pixel et par GTU. L'efficacité moyenne de détection du PDM est donnée à titre indicatif et ne concerne que les « bons » pixels. Les valeurs individuelles pour chaque pixel sont utilisées pour la reconstruction de la radiance UV.

à cause de la distorsion de l'optique. Cependant la valeur de ce paramètre n'étant pas encore connue lors de la réalisation de cette étude, la valeur moyenne de $1,9 \times 10^{-5}$ sr donnée dans le « Critical Design Review » (CDR) est utilisée.

10.1.2 Les MAPMTs

Comme il a été vu en chapitre 8, les MAPMTs ont été calibrés à 378 nm. L'efficacité quantique varie faiblement dans la bande 290-430 nm et la dépendance de l'efficacité de détection des MAPMTs avec la longueur d'onde est donc faible (voir figure 3.10). De même, la transmission du filtre UV varie faiblement dans cette même gamme de longueurs d'onde comme il peut être vu en figure 3.11. Il est à préciser que pour cette étude, seuls les pixels présentant les gains les plus élevés et les incertitudes les plus faibles sur leur calibration (< 5%) sont utilisés. L'efficacité moyenne de détection des MAPMTs est ainsi de l'ordre de 19%. Cependant, l'efficacité de détection de chaque pixel est utilisée pour calculer la radiance UV.

Le tableau 10.2 résume les valeurs des paramètres pré-cités ainsi que les incertitudes associées.

Correction de la saturation Comme il a été vu en chapitre 6, l'ASIC SPACIROC I subit une forte saturation due à l'effet d'empilement des événements. Cette saturation doit donc être corrigée. Le taux de détection en fonction du nombre d'événements vrais est donné par l'équation 6.2. Elle permet donc de remonter au nombre de photo-électrons produits par la photocathode et multipliés par les dynodes à partir du nombre de coups enregistrés par l'ASIC.

Le temps mort paralysable de l'ASIC, à l'origine de la non-linéarité, a été mesuré à (30 ± 1) ns lors du développement de SPACIROC I [11]. La figure 10.2 présente cette non-linéarité en fonction du nombre d'événements d'entrée. L'incertitude sur le temps mort n'engendre qu'une très faible différence sur la quantité d'événements perdus et son effet est donc négligé. D'après la courbe du bas de la figure 10.2, le pourcentage d'événements

perdus atteint 10% dès un taux de 8 photo-électrons (produisant un signal sélectionné par le comparateur de l'ASIC) par GTU.

10.2 Données étudiées

Pour cette étude, les données enregistrées entre 04h24 (UTC) et 05h45 (UTC) sont étudiées. Elles correspondent à la première partie du vol après le survol des zones urbaines aux alentours de Timmins et se terminent par un passage au dessus d'installations industrielles isolées en pleine forêt. La forte intensité UV de cette zone d'activité en fait un marqueur permettant de vérifier la reconstruction de la projection du champ de vue de l'instrument au sol.

Géographie La zone géographique survolée lors de cet intervalle de temps est comprise entre $[48.54^\circ; 48.69^\circ]$ en latitude et $[-82.2^\circ; -81.58^\circ]$ en longitude. Cette région comprend principalement des forêts et quelques lacs. Les zones boisées semblent de diverses densités en observant les images satellites.

Caméra infra-rouge Les données de la caméra infrarouge ont été compilées de manière à produire une carte infrarouge préliminaire de la zone survolée comme il peut être vu en figure 10.3. Les zones de radiances élevées correspondent au cas d'une atmosphère dégagée et sans nuages de sorte que l'émission infrarouge observée provient directement de la Terre. Les zones présentant des radiances plus faibles traduisent la présence de nuages, plus froid que la surface de la Terre et émettant donc moins de rayonnement infrarouge. Si la couverture nuageuse est optiquement dense, le rayonnement infrarouge de la Terre ne passe pas à travers ce qui explique la présence de ces zones de faible radiance. La zone survolée semble ainsi indiquer que l'atmosphère est dégagée pour les données acquise à la fin de l'intervalle de temps faisant l'objet de cette étude.

Acquisition des données Lors de cette période de vol, les données ont été acquises avec deux fréquences différentes. En effet, l'instrument effectue les mesures par fenêtres de temps appelées GTU. La mesure est organisée en paquets de 128 GTUs. Le taux d'acquisition de paquets est de 19 ou 20 Hz. L'horaire de chaque paquet, précis à la seconde, permet alors de reconstituer l'intensité UV mesurée par l'instrument au cours du vol. Une routine permet de lancer à la suite plusieurs commandes d'acquisition des données de 2000 paquets.

10.3 Mesure en vol du flux UV

Dans un premier temps, la radiance UV mesurée par l'ensemble du PDM est calculée. La reconstruction est organisée comme suit :

- le nombre de détections est lu pixel par pixel, GTU par GTU et corrigé de l'effet de pile-up. Les événements sont ensuite sommés par paquet de 128 GTU pour chaque pixel ;

10. DÉTERMINATION DU BRUIT DE FOND UV

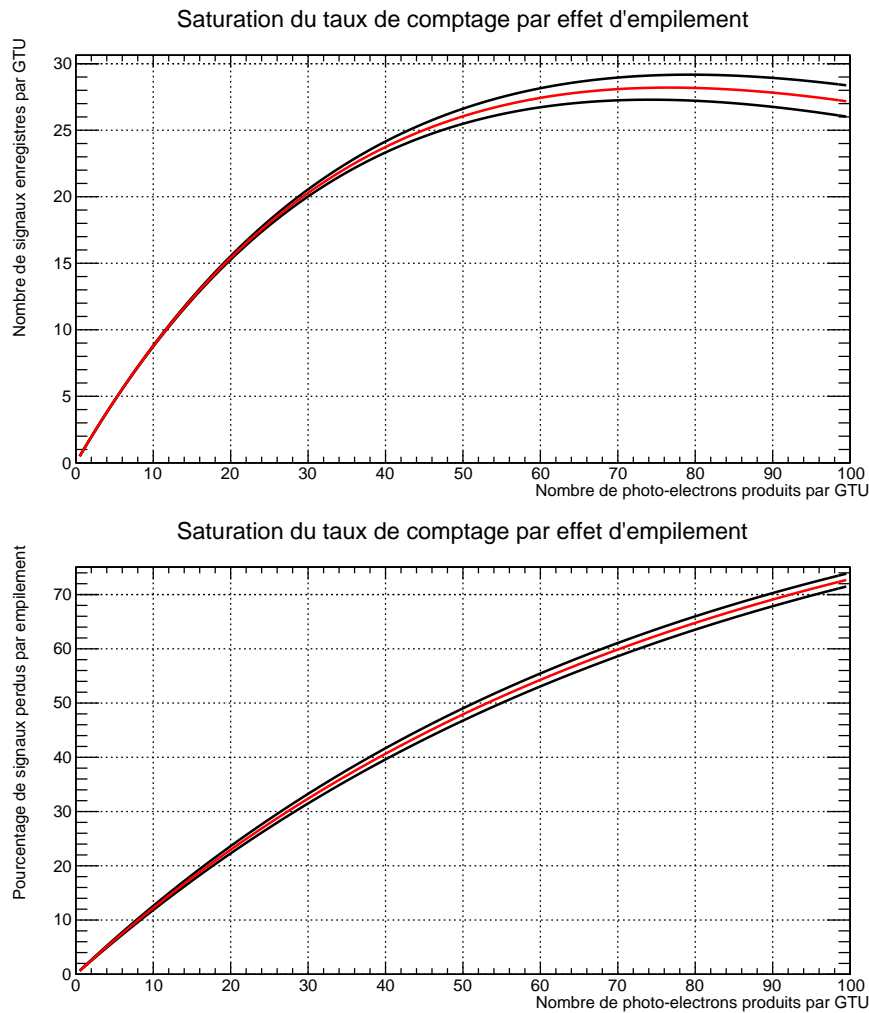


FIGURE 10.2 – Figure du haut : non linéarité de la réponse de l'ASIC due à l'effet de pile-up. La courbe rouge présente le nombre de coups qu'enregistre l'ASIC en fonction du nombre d'événements d'entrée (correspondant au nombre de photo-électrons produisant une impulsion supérieure à la valeur seuil du comparateur) et ce pour un temps mort paralysable de 30 ns. Les courbes noires représentent une variation de ± 1 ns sur ce temps mort. La figure du bas présente la proportion d'événements non comptés en fonction du nombre d'événements en entrée. Les courbes rouges et noires correspondent respectivement là aussi à un temps mort de 30 ns et une fluctuation de ± 1 ns. Ainsi, en se reportant aux deux figures, on voit que pour 30 événements en entrée d'ASIC, seulement 20 événements seront enregistrés ce qui correspond à une perte d'événements de l'ordre de 33%.

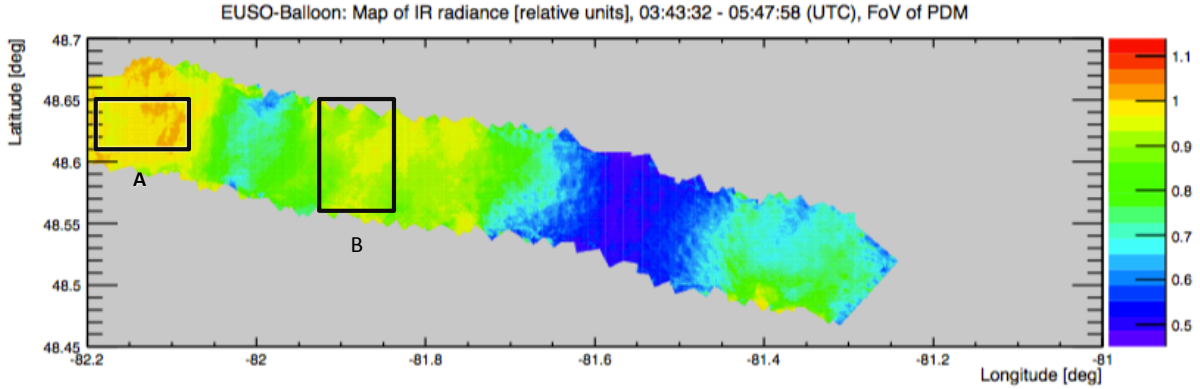


FIGURE 10.3 – Carte de la radiance infrarouge exprimée en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. La carte est une moyenne créée à partir des images prises à intervalle de 80 secondes. Extrait de [76].

- les événements sont ensuite regroupés par pixel et par tranche d'une seconde ; on dispose ainsi du nombre d'événements enregistrés par seconde pour chaque pixel tout en connaissant le nombre de paquet acquis pour chaque seconde de données ;
- le taux d'événements par GTU est ensuite moyenné par GTU pour être converti en radiance en utilisant la formule 10.1 ;
- une moyenne est ensuite effectuée sur l'ensemble des pixels afin d'obtenir la radiance moyenne mesurée par les « bons » pixels du PDM.

Il est à noter que des défauts de transmission des données font que certains ASIC ne présentent aucunes données sur certains paquets. Le nombre de pixels actifs est donc mesuré et il a été remarqué que ces défauts de transmission sont présents sur l'ensemble des 2000 paquets d'acquisition. Les deux discontinuités vers 5h00 et 5h10 (UTC) sont des erreurs de reconstruction de ce nombre de pixels actifs. La première partie de la courbe correspond au survol d'une couche nuageuse, représentée par le code couleur bleu/violet sur la carte de la radiance IR en figure 10.3. Une deuxième est survolée vers 05h15 (UTC) et correspond au passage en latitude -82° où la radiance IR est là aussi faible. Après 05h22 (UTC), l'atmosphère est dégagée dans le champ de vue d'EUSO-Balloon. Les brusques variations qui surviennent par la suite après 05h30 (UTC) correspondent au survol d'une même zone d'activité. Un pic se forme lorsque cette zone apparaît puis disparaît du champ de vue des pixels utilisés de par la rotation de la gondole sur l'axe du nadir (autour de la chaîne de vol). Les pixels utilisés n'étant pas tous localisés en un seul endroit du PDM fait que la source apparaît de nombreuses fois dans le champ de vue.

Discussion

La figure 10.4 présente la radiance moyenne en unités arbitraires mesurée par les « bons » pixels du PDM. Ces unités correspondent en réalité à une radiance exprimée pour les paramètres optiques présentés dans la table 10.2, soit des $\text{photons.m}^{-2}.\text{ns}^{-1} \cdot \left[\frac{T}{T_0} \right]^{-1} \cdot \left[\frac{\Omega}{\Omega_0} \right]^{-1}$, avec T_0 la transmission égale à 50% et $\Omega_0 = 1,9 \times 10^{-5} \text{ sr}$.

10. DÉTERMINATION DU BRUIT DE FOND UV

Cependant, seuls les pixels présentant un gain élevé sont utilisés. Ainsi, les 650 pixels utilisés représentent une fraction égale à $\frac{650}{2304}$ de la taille de la surface focale. Ce facteur devrait être appliqué à la transmission du PDM dans ce cas.

Le nombre moyen d'événements enregistrés par pixel et par GTU est également visible en figure 10.4. Si JEM-EUSO et EUSO-Balloon disposent de la même efficacité de détection (produit de la transmission optique et de l'efficacité de détection du PDM), alors le taux de comptage JEM-EUSO devrait être équivalent à un facteur 0,9 à 1,8 près comme il a été calculé dans la table 4.1.

10.4 Carte UV

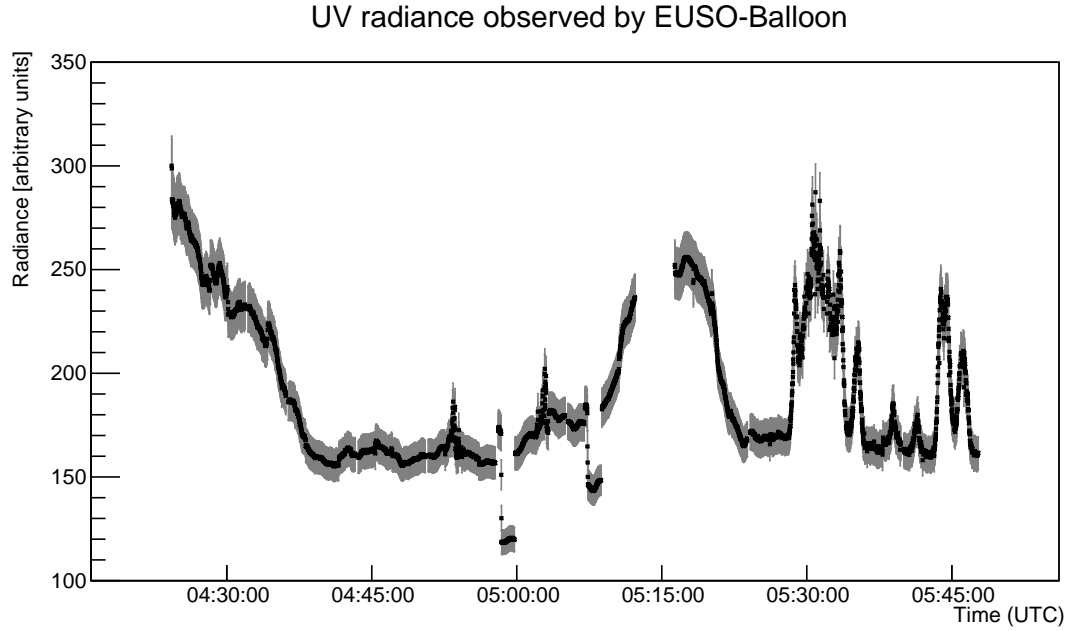
EUSO-Balloon serait à ce jour la première expérience ballon dédiée à la mesure UV à disposer d'une optique réfractive et de photo-détecteurs disposant d'une aussi bonne résolution. L'instrument peut ainsi discerner les motifs UV s'ils existent ainsi que les régions de différentes radiances. EUSO-Balloon dispose également d'instruments permettant de reconstruire l'attitude de la gondole. Deux GPS en redondance, du système de télémétrie du CNESs permettent de déterminer la position et l'altitude. Sur ce type de ballon, disposant d'une chaîne de vol¹ aussi grande (de l'ordre de la centaine de mètres), le mouvement de balancier est quasi inexistant. Réalisant les observations au nadir, la position du centre de la région observée par le PDM correspond à la position GPS de la gondole. Une centrale inertielle permet également de reconstruire l'orientation du ballon, appelé azimuth, avec l'aide d'un magnétomètre.

Cependant, une mauvaise calibration de cette centrale inertielle avant lancement n'a pas permis de reconstruire l'azimut avec les données des gyroscopes. Les données du magnétomètre ont donc été utilisées. La déclinaison du champ magnétique avec la longitude a été prise en compte dans cette reconstruction. Les données d'une caméra prenant des images dans le domaine visible toutes les 5 s pendant les premières heures du vol ainsi que les images de la caméra IR ont été utilisées afin de calibrer l'azimut en plein vol lorsque des motifs reconnaissables étaient enregistrés. Ces diverses reconstructions présentent un écart-type de l'ordre de 4 à 5°.

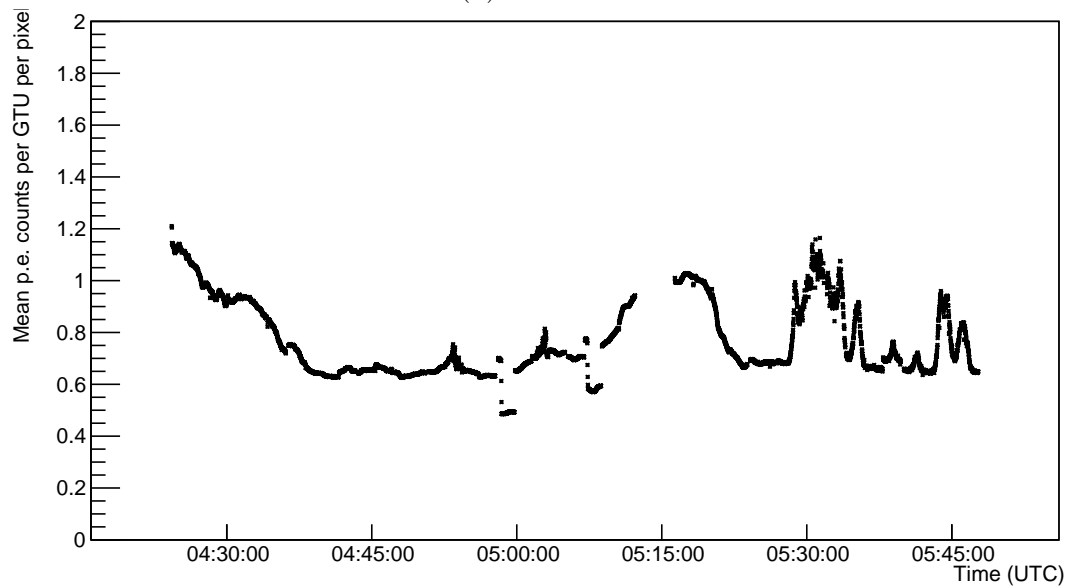
La reconstruction de la cartographie UV est décomposée en plusieurs étapes :

- la zone survolée est découpée en éléments de surface dont la taille est égale à la surface projetée d'un pixel de 0,25° de champ de vue depuis une altitude de 38 km ;
- la position GPS du ballon permet de connaître la position géographique du centre du PDM dans la grille au sol ;
- la valeur de l'angle d'azimut donne l'orientation du PDM dans la grille ;
- le champ de vue du PDM de 12° permet de calculer la taille de la projection au sol du PDM ;
- supposant que le champ de vue est identique et égal à 0,25° pour l'ensemble des pixels, la surface projetée au sol est divisée en une grille de 48×48 pixels, permettant de définir l'élément de surface de la grille au sol observé par chaque pixel du PDM ;

1. La chaîne de vol est constituée des câbles reliant la gondole au ballon. Sur cette chaîne de vol sont aussi installés la nacelle de servitude opérationnelle, les balises radars, les réflecteurs radars et les parachutes pour la descente.



(a) Radiance UV



(b) Taux de détection moyen

FIGURE 10.4 – **(a)** Radiance UV moyenne observée par le sous-groupe de « bons » pixels. Les barres d'erreur sont présentées en gris. **(b)** Taux de détection moyen du PDM. Le taux est exprimé en nombre de détection par pixel et par GTU.

10. DÉTERMINATION DU BRUIT DE FOND UV

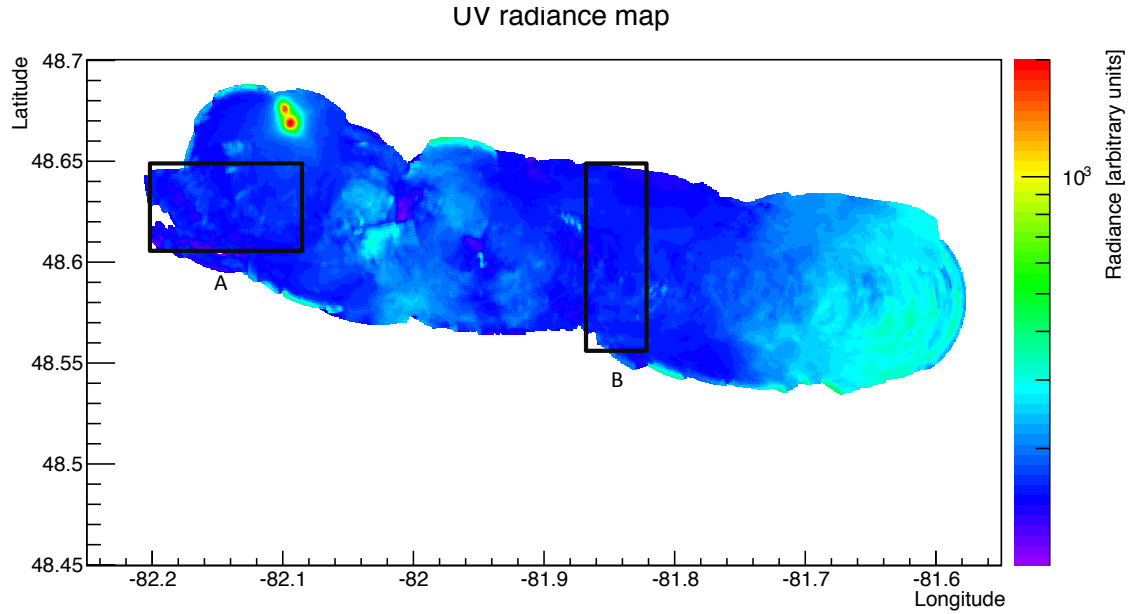


FIGURE 10.5 – Carte de la radiance UV moyenne observée par le sous-groupe de « bons » pixels entre 04h24 et 05h45 (UTC). La radiance de chaque élément de surface constituant cette carte est moyennée sur l'ensemble des données acquises pour le dit élément.

- le nombre de détections pour chaque pixel est lu GTU par GTU et corrigé de la saturation ;
- le nombre de détections ainsi corrigé est sommé sur les 128 GTUs d'un paquet puis la radiance de l'élément de surface considéré est calculée ;
- le ballon se déplaçant, un élément de surface est observé par différents pixels à différents instants, donnant à chaque fois une valeur de radiance ; la moyenne de la radiance est alors calculée pour chaque élément de surface au sol.

Résultat et discussion

La figure 10.5 présente une reconstruction sous forme de carte des observations faites par le PDM entre 04h24 et 05h45 (UTC). Il peut être observé la présence de deux sources lumineuses intenses proches aux coordonnées $[48.67^\circ; -82.1^\circ]$ qui correspondent à la zone d'activité survolée dès 5h30 (UTC) comme il peut être vu sur la courbe de lumière figure 10.4. Alors qu'avec un instrument ne disposant que d'un PMT couplé à des miroirs pour collecter la lumière, comme sur l'expérience NIGHTGLOW [21], la présence d'une telle source ne permet pas de mesurer le fond UV naturel. Au contraire, EUSO-Balloon permet de résoudre cette source et il est ainsi facile d'isoler une région sans source anthropomorphe pour en mesurer la radiance UV.

Effet de la PSF

Il est cependant à préciser que la PSF de l'optique est de 3 pixels par 3. De plus, la reconstruction du pointage de la nacelle présente une certaine incertitude. Le groupe de travail responsable de la reconstruction du pointage du ballon a montré que les différentes

méthodes de reconstruction² présentent des différences dont l'écart type est de l'ordre de $2,5^\circ$. Cette incertitude entraîne également un effet de flou. L'effet résultant est visible pour la source artificielle de lumière située en haut de la carte sur la gauche. En effet, l'étendue en longitude mesurée sur la carte est de l'ordre de 850 m alors que les images satellites montrent une zone industrielle de plus faible étendue. Il semble donc bien qu'il y a un effet conjugué de la PSF et de l'incertitude de reconstruction de l'azimut d'EUSO-Balloon.

Ainsi, si des différences d'albédo existent au sol, la détection des motifs résultants est compromise. Ces motifs étaient attendus car la région survolée présente de nombreux lacs qui ont été survolés. La PSF ayant été mesurée, une déconvolution des images est possible afin de supprimer ce flou. Cependant, l'incertitude sur le pointage de la nacelle ne peut pas être corrigé si elle existe.

Effet de la transmission

Ici la carte 10.5 permet d'imager une source diffuse de bruit de fond. La transmission mesurée pour une surface équivalente à la taille du PDM est utilisée (soit 50%). Cette transmission permet de reconstruire le nombre de photons mesurés pour chaque pixel. En réalité, un pixel i imageant un élément de surface ne collecte pas tous les photons émis par cette surface, mais supposant que la source de bruit est diffuse, les photons perdus par les pixels voisins j sont collectés par le pixel i . Les pertes se compensent donc.

Cependant, suivant la position du pixel dans le PDM, la transmission n'est pas la même. En effet, les pixels situés au bord du PDM perdent des photons qui ne sont pas compensés par les pixels voisins qui n'existent pas. La transmission doit donc être mesurée pour différents angles d'incidence des rayons par rapport à l'axe optique. À chaque angle d'incidence correspond un groupe de pixels contenu dans un disque de par la symétrie cylindrique de l'optique. Pour chaque pixel situé à une certaine distance par rapport au centre du PDM, une transmission unique devrait être utilisée.

Cette analyse est alors compliquée par le fait que les pixels du PDM ne sont pas tous utilisés pour réaliser cette carte UV. Ainsi, un pixel au bord d'une zone de pixels utilisés présentera une perte de photons tel qu'un pixel au bord du PDM. Une restriction des données aux pixels au centre des « cluster » devrait donc être appliquée associée à une mesure de transmission pour une surface caractéristique de la taille du « cluster ».

Effet de l'angle solide

L'angle solide de détection est variable pour chaque pixel. Là aussi, une valeur de cet angle solide pour chaque pixel devrait être utilisée pour la reconstruction. Ici, la valeur moyenne annoncée au « Critical Design Review », égale à $1,9 \times 10^{-5}$ sr, est utilisée.

Mesure de la radiance pour les zones de ciel clair

Cette carte nous renseigne quand même sur le fait que la radiance UV dépend de la couverture nuageuse. En effet, la reconstruction de la radiance infrarouge présentée en figure 10.3 montre une anti-corrélation des radiances UV et IR présentée par S. Mackovjak dans [76]. Ce point doit être étudié plus en profondeur afin d'évaluer la dépendance de la

2. utilisation des cartes IR montrant des motifs reconnaissables telles que les routes, des images obtenues grâce à une caméra sportive et données du magnétomètre

10. DÉTERMINATION DU BRUIT DE FOND UV

radiance UV avec l'altitude des nuages et leur épaisseur optique, entraînant un plus fort albédo.

Les zones présentant la radiance IR la plus élevée (ciel clair) ont été étudiées et la figure 10.6 présente les distributions de la radiance mesurée par chaque pixel pour chaque paquet ayant observé la surface comprise dans les zones définies dans la table 10.3.

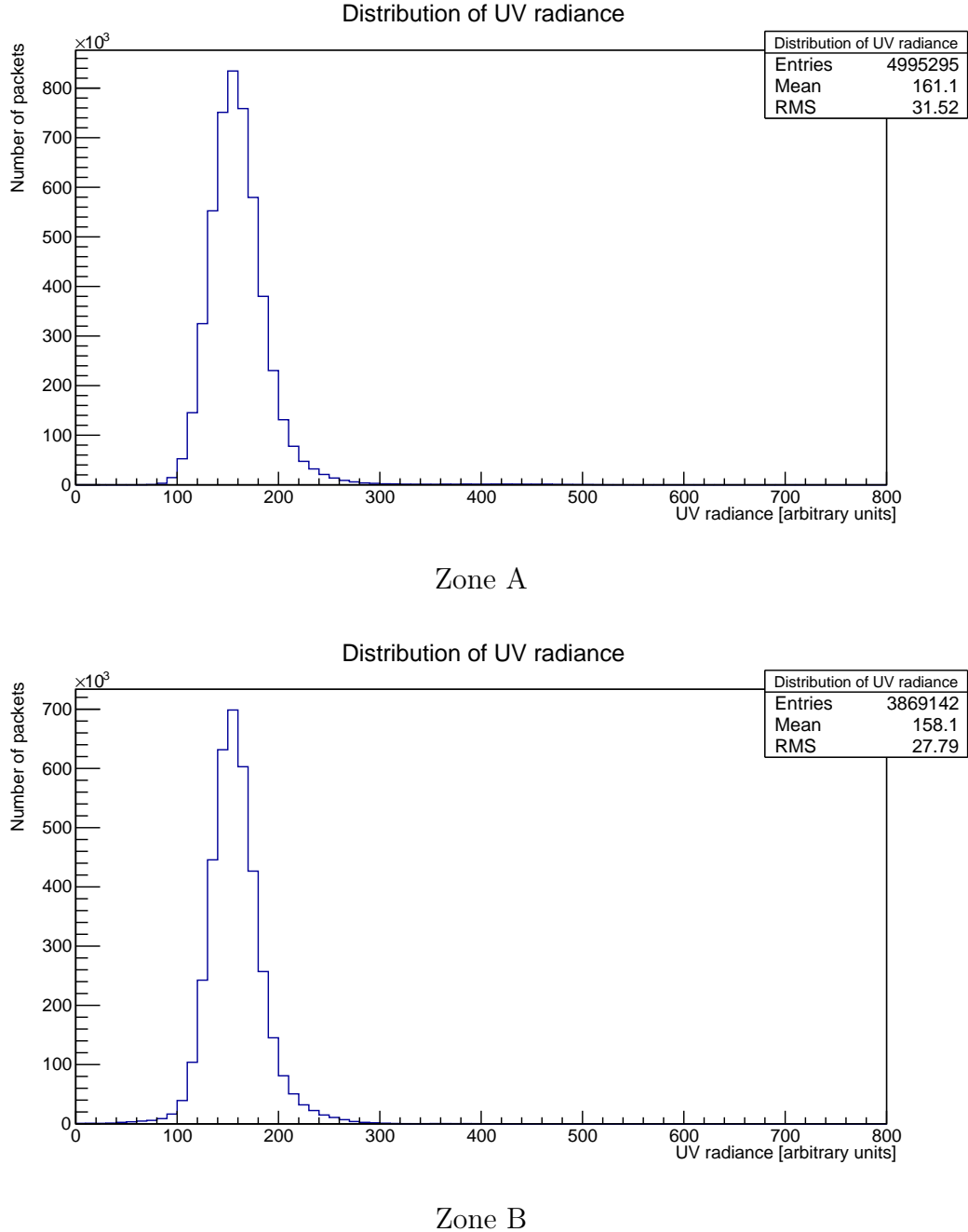


FIGURE 10.6 – Radiance UV de deux zones géographiques dont les coordonnées sont détaillées table 10.3.

Les zones A et B ne présentent qu'une faible couverture nuageuse et la radiance mesurée est de l'ordre de $160 \text{ photons.m}^{-2}.\text{ns}^{-1} \cdot \left[\frac{T}{T_0} \right]^{-1} \cdot \left[\frac{\Omega}{\Omega_0} \right]^{-1}$. Les paramètres optiques

Zone	Coordonnées	Temps	Radiance moyenne	Err. syst.
A	$[48, 61^\circ; 48, 65^\circ]; [-82, 2^\circ; -82, 08^\circ]$	$[5h13; 5h47]$	161	$< 5\%$
B	$[48, 56^\circ; 48, 65^\circ]; [-81, 87^\circ; -81, 82^\circ]$	$[4h40; 5h02]$	158	$< 5\%$

TABLE 10.3 – Coordonnées géographiques et temporelles des zones étudiées dans la figure 10.6. Les erreurs systématiques proviennent ici seulement de l’incertitude de la calibration du PDM et est inférieure à 5%. Les paramètres de transmission et d’angle solide n’étant pas fixés, aucune erreur n’est associée à leur valeur.

n’étant pas fixés, seule l’erreur sur la calibration du PDM, inférieure à 5%, est prise en compte.

10.5 Conclusion

L’analyse des données de bruit de fond UV doit être poursuivie afin de tenir compte correctement des paramètres optiques. La mesure de la transmission pour différents angles d’incidence ainsi que l’angle solide de détection pour chaque pixel doivent être mesurés afin de poursuivre l’analyse. De même, les espaces morts ne sont pour l’instant pas pris en compte dans l’analyse.

Ces analyses permettront de mieux comprendre comment relier la mesure du bruit de fond effectuée par EUSO-Balloon au cas de JEM-EUSO, et ce afin d’affiner les modèles de simulation du bruit. Ce paramètre est crucial car il permet de définir le seuil de sensibilité en énergie de l’instrument et influe sur la qualité de la reconstruction des gerbes atmosphériques.

Conclusion

Plus de 100 ans après la découverte du rayonnement cosmique, l'origine de sa composante la plus énergétique est toujours inconnue. Les observatoires actuels tels que Pierre Auger ou « Telescope Array » manquent de statistique afin de déterminer les sources des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ainsi que les mécanismes entraînant la chute du flux des particules d'énergies extrêmes. Dans ce contexte, le projet EUSO propose de réaliser pour la première fois une détection spatiale de ces particules d'énergies extrêmes. Son principe repose sur l'observation des gerbes atmosphériques depuis la station spatiale internationale avec l'avantage que la surface au sol observée est près de 100 fois supérieure à la surface couverte par l'observatoire Pierre Auger. Ceci se traduit en une augmentation de la statistique des événements observés qui pourrait permettre la découverte des sources proches de ce rayonnement.

Durant ma thèse, j'ai participé au processus d'assemblage, d'intégration et de test (AIT) du prototype EUSO-Balloon, démonstrateur technologique pour le projet EUSO. J'ai été en charge avec un petit groupe d'ingénieurs et de physiciens du système de photodétection. Le travail a consisté à valider étape par étape le fonctionnement des différentes fonctions des sous-systèmes, en partant de la simple association d'un module de 4 photomultiplicateurs multi-anodes (MAPMTs) avec une carte de lecture vers l'intégration complexe d'un système de 36 MAPMTs avec ses trois niveaux d'électronique de lecture. Le travail a également consisté à démontrer que la calibration de ces détecteurs à un niveau inférieur à 5% est réalisable.

Les connaissances acquises sur les différents sous-systèmes m'ont permis de participer à la première campagne de vol afin de participer à l'intégration finale du module de photodétection dans l'instrument et à valider son fonctionnement. Ce premier vol a démontré la pertinence des concepts développés pour la détection spatiale des rayons cosmiques et les données enregistrées ont permis de tester les différents algorithmes de trigger, de reconstruction des gerbes, mais aussi de calcul de la hauteur de la couverture nuageuse.

Ce vol a également permis de mesurer le bruit de fond UV émis par l'atmosphère terrestre. Ce point est important car le niveau de lumière parasite impose la sensibilité du futur instrument spatial. En dehors de la mesure de ce niveau de lumière, les analyses préliminaires montrent une corrélation entre l'intensité UV et la présence de nuages. Ceci permettrait à JEM-EUSO de pouvoir surveiller la couverture nuageuse dans le domaine UV en plus de la caméra infra-rouge dédiée à cette surveillance.

10. DÉTERMINATION DU BRUIT DE FOND UV

Le succès de ce premier vol a donné suite à un projet de second vol ballon longue durée, dont l'objectif principal est l'observation de gerbes atmosphériques pour la première fois depuis le proche espace. Les connaissances acquises sur le premier instrument lors de l'AIT permettent également de développer les sous-systèmes afin de disposer d'une technologie plus mature pour ce second vol. De plus, un prototype au sol nommé EUSO-TA et situé sur le site du « Telescope Array », composé d'un PDM et de la même optique qu'EUSO-Balloon est actuellement en train d'accumuler les données afin de tester en direct les algorithmes de trigger développés par la collaboration. Tous ces efforts permettent d'ouvrir la voie à une nouvelle astronomie spatiale des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Annexe A

Notions de photométrie et radiométrie

A.1 Quantités radiométriques

Cette annexe a pour but de définir les notions de photométries et radiométries utilisées dans ce manuscrit. Dans la suite, seules les quantités radiométriques, basées sur l'unité de puissance qu'est le watt, sont présentées. La table A.1 présente les unités radiométriques et leurs unités associées.

Pour information, les unités photométriques sont basées sur le lumen, correspondant au flux lumineux émis dans un angle solide d'un stéradian par une source lumineuse isotrope. Un lumen est ainsi égal à une candela multiplié par un mètre. La candela est l'intensité lumineuse, dans une direction donnée, d'une source qui émet un rayonnement monochromatique de longueur d'onde dans le vide de 555 nm et dont l'intensité énergétique dans cette direction est 1/683 watt par stéradian. L'utilisation des unités radiométriques est plus naturelle pour nous astrophysiciens.

Quantité	Symbole	Unités
Longueur d'onde	λ	nanomètre (nm)
Énergie rayonnante	Q	watt.secondes (W.s)
Densité d'énergie rayonnante	U	watt.secondes/m ³ (W.s/m ³)
Puissance rayonnée	Φ	watts (W)
Irradiance	E	watts/m ² (W/m ²)
Radiance	L	watts/m ² /stéradian (W/m ² /sr)
Intensité énergétique	I	watts/steradian (W/sr)

TABLE A.1 – Quantités radiométriques et unités.

JEM-EUSO et EUSO-Balloon réalisant du comptage de photons, traduisons les unités basées sur le watt en un nombre de photons par unité de temps. Pour cela, calculons l'énergie d'un photon :

$$E = h.\nu = h.\frac{c}{\lambda} \quad (\text{A.1})$$

avec h la constante de Planck ($6,626 \times 10^{-34}$ J.s), ν la fréquence associée au photon (Hz), c la vitesse de la lumière (3×10^8 m.s⁻¹) et λ la longueur d'onde associée au photon.

L'équation A.1 permet alors de relier la puissance rayonnée Φ , exprimée en watts, au nombre de photons émis par seconde n :

$$\Phi = n \cdot E = \frac{n \cdot h \cdot c}{\lambda} \quad (\text{A.2})$$

permettant ainsi de traduire les unités de la table A.1 en nombre de photons par seconde.

A.2 Source Lambertienne

Les notions présentées jusqu'ici nous permettent de définir la source lambertienne. Cette notion est importante puisque la sphère intégrante constitue une telle source.

Une source lambertienne émet de la lumière de façon isotrope. Ainsi, la radiance émise est la même quelque soit la direction. Cependant, une source lambertienne n'émet pas une intensité énergétique isotrope. Cette intensité suit une loi en $\cos \theta$ dont l'effet est illustré par la figure A.1.

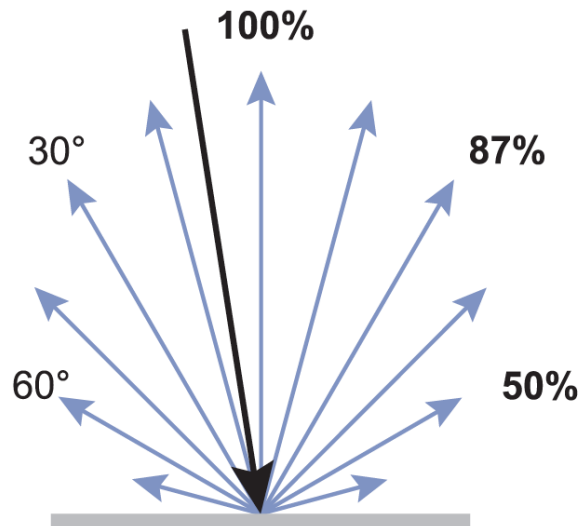


FIGURE A.1 – Réflexion lumineuse sur une surface lambertienne. Une source lambertienne émet suivant la même loi en $\cos \theta$. Extrait de [98].

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Mario Bertaina et Thomas Patzak, qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. J'espère que vous avez apprécié la lecture. Je remercie également les autres membres de mon jury, à qui je n'ai pas donné de « devoirs » à faire à la maison pendant le mois d'août : Tiina Suomijärvi et Lawrence Wiencke. Thank you Lawrence to have accepted to be examiner of this thesis and to have made the travel from the US to assist to my defense. Merci également à Achille Stocchi, pour son rôle de directeur du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et d'examineur, mais aussi pour ses responsabilités passées dans le master NPAC. Sans lui je ne serai peut-être pas arrivé jusqu'ici.

Merci à ma directrice de thèse, Sylvie Dagoret-Campagne, qui m'a permis d'intégrer la collaboration JEM-EUSO et de participer à l'élaboration de l'expérience EUSO-Balloon. Cela aura été une grande expérience personnelle, que je saurai, je l'espère, utiliser afin de développer mon futur professionnel.

Merci également à tous les autres membres du groupe, que ce soit au LAL ou à l'APC, et avec qui j'ai pu beaucoup apprendre. Merci à Philippe Gorodetzky pour m'avoir guidé dans le travail qui constitue le cœur de cette thèse. J'ai peut être été impressionné au début mais par la suite je me suis très vite senti en confiance, ce qui m'a permis de poser toutes les questions qui me passaient par la tête et d'avancer dans mes travaux. Je remercie Guillaume Prévôt, qui s'est toujours efforcé à ce qu'un esprit de groupe existe au sein de cette expérience, et qui avec Étienne Parizot m'ont soutenu dans la toute dernière ligne droite de cette thèse. Merci aux autres membres de l'équipe, Pierre Barrillon et Sylvie Blin-Blondil que j'ai pu embêter avec mes interrogations sur le fonctionnement de l'électronique d'EUSO-Balloon ainsi que tous les autres avec qui j'ai pu apprendre ou partager.

Merci aux Toulousains d'EUSO-Balloon pour les cassoulets ingurgités lors de nos nombreux déplacements dans la ville rose, pour l'organisation des repas et dîners. Bien sûr on a passé de nombreuses heures à bosser sur cet instrument. Certains moments sont assez mémorables, comme quand j'ai dû expliquer à un vendeur Jardiland que j'avais besoin d'une bâche pour bassin à poisson rouge afin de pouvoir tester un instrument d'astrophysique. Merci à Peter von Ballmoos pour la bienveillance dont tu as fait preuve quant les jeunes parisiens débarquaient à l'IRAP. Merci aux barbus : Gilles Roudil et son obsession du matériel bien rangé, je dois avouer qu'on t'a bien fait suer avec les autres doctorants ; Michel Dupieux et Baptiste Mot qui m'ont mis en garde sur les Canadiennes de Timmins.

En parlant de Timmins, la base canadienne d'où le balloon a été lancé, il me vient à l'esprit qu'il faut que je remercie Karine Mercier et Jean Évrard. J'ai apprécié être à vos côtés lors de cette semaine d'intégration sur cite de lancement.

Merci à mes jeunes collègues thésard du groupe : Camille Catalano (la deuxième moitié de la « camility »), Simon, Julio et Aera avec qui j'ai passé de bons moments lors des nombreux déplacements que nous avons fait ensemble. Le dernier à La Haye aura été l'un des plus sympa. Je vous souhaite à tous le meilleur pour la suite de vos doctorats. Accrochez-vous ! J'en profite pour faire un placement produit auprès de tous les lecteurs en vous indiquant le compte tumblr dédié à nos exploits et tenu par Camille : eusoballoonstudents.tumblr.com.

Thanks to all the other young scientists of the JEM-EUSO collaboration. Thomas and Alejandro, it was always a pleasure to be with you during all our JEM-EUSO collaboration meeting. Especially when we were exploring the cities in all those countries we visited. Thanks also to Irene, for all the fun we had, in Tokyo with a memorable karaoke session or in Madrid with the discovery of those small pubs.

Je suis également fier de pouvoir revendiquer que j'ai effectué mon doctorat au sein de deux groupes de recherche au LAL, le second étant le groupe LHCb. Bon, en réalité j'ai plus mangé que travaillé avec vous... Merci pour ces trois années de CESFO mais aussi et surtout pour les marques d'attention lors de cette troisième et dernière année de thèse. Merci à Alexis qui me prévenait presque quotidiennement des heures départ pour la cantine et qui ne m'a oublié que quelques fois. Merci aussi à Martino, qui m'oubliait presque quotidiennement et qui s'est souvenu que je mangeais avec vous que quelques fois (je rigole, ne t'inquiète pas!).

Merci à tous ceux qui au labo m'ont encouragé, vous vous reconnaitrez. Toutes les attentions, les mots les plus simples, m'ont permis de mieux me sentir. Cela à énormément compté pour moi.

Merci également à tous les amis avec qui j'ai pu partager ces 4 dernières années. Merci aux soirées dans le refuge des frères Helou, aux sorties vélib de nuit qui se finissent en boitant, aux « BaladEnigmes » dans Paris et autres soirées dansantes, qu'elles soient vénézuéliennes, italiennes ou russes. Merci à Anaïs pour ne jamais m'avoir fait tomber du mur d'escalade. Tu crois qu'on pourra aller faire de la voile en Australie ?

Cette thèse a surtout été rendue possible grâce au groupe de soutien moral « Ultimate Redactor ». Les longs week-ends de rédaction ont été bien plus agréables à vos côtés. Cyril, merci pour ton côté décalé et tes désormais célèbres « Philiiiiippe » ! C'est vrai que l'empathie c'est pas trop ton truc mais ça m'a fait plaisir quand à quelques minutes de ta soutenance, c'est à François et moi que tu as pensé pour que l'on vienne te tenir compagnie. François justement, s'il te plaît, ne déprime pas à cause des « mini-pony ». Si tu as besoin de quoi que ce soit, je suis là, on est là. Et Marija, courage, c'est bientôt la fin. Laura, merci pour la voiture recouverte de post-it, n'oublie pas de bien cacher la tienne quand je reviendrai sur Paris : « occhio per occhio, dente per dente ». Et je tiens surtout

à remercier celle qui, il y a quelques mois, a envahi mon bureau, le remplissant de toute sa présence. Elle a rythmé ma rédaction, ma vie et mes émotions. Elle m'a accompagné jusqu'au bout de cette thèse, en étant aussi bien présente les dimanches soirs que les lundis matin. Je ne te remercierai jamais assez pour tout cela. Tout le monde aura bien évidemment reconnu celle qui était de l'autre côté du mur de mon bureau : la pompe à eau. Ah, et au passage, je crois qu'il faut que je remercie Marta, simplement pour tout. Toi aussi tu vas me manquer.

Je remercie bien évidemment ma famille, qui a toujours cru en moi et m'a perpétuellement soutenu. Cela a particulièrement compté dans les moments de doute. Papa, maman, Philippine, Adrien, papi et ceux qui ne sont plus là mais qui auraient été si fiers de me savoir docteur, je vous aime.

Bibliographie

- [1] Site web de la mission taranis. <http://smc.cnes.fr/TARANIS/index.htm>.
- [2] 34th ICRC conference. *Ground calibration of MAPMT and SiPM for JEM-EUSO*, 2015.
- [3] R. Abbasi et al. Report of the Working Group on the Composition of Ultra High Energy Cosmic Rays. 2015. <http://de.arxiv.org/abs/1503.07540v1>.
- [4] R. U. Abbasi et al. First observation of the greisen-zatsepin-kuzmin suppression. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :101101, Mar 2008.
- [5] R. U. Abbasi et al. Indications of intermediate-scale anisotropy of cosmic rays with energy greater than 57 eev in the northern sky measured with the surface detector of the telescope array experiment. *The Astrophysical Journal Letters*, 790(2) :L21, 2014.
- [6] J. Abraham et al. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :061101, Aug 2008.
- [7] P. Abreu et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *Astroparticle Physics*, 34(5) :314 – 326, 2010.
- [8] T Abu-Zayyad, M Al-Seady, K Belov, D.J Bird, J Boyer, G Chen, R.W Clay, H.Y Dai, B.R Dawson, Y Ho, M.A Huang, C.C.H Jui, M.J Kidd, D.B Kieda, B.C Knapp, W Lee, E.C Loh, E.J Mannel, J.N Matthews, T.A O’Halloran, A Salman, K.M Simpson, J.D Smith, P Sokolsky, P Sommers, S.B Thomas, L.R Wiencke, C.R Wilkinson, and N.R Wild. The prototype high-resolution fly’s eye cosmic ray detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 450(2–3) :253 – 269, 2000.
- [9] T. Abu-Zayyad et al. The cosmic-ray energy spectrum observed with the surface detector of the telescope array experiment. *The Astrophysical Journal Letters*, 768(1) :L1, 2013.
- [10] S. Ahmad et al. Spaciroc : A rad-hard front-end readout chip for the jem-euso telescope. In *Proccedings TWEPP-10*, 2010.
- [11] Salleh Ahmad. *Développement et réalisation d’un circuit de microélectronique pour le détecteur spatial de rayons cosmiques JEM-EUSO*. PhD thesis, Univ. Paris-Sud, 2012.
- [12] Luis Alvarez and Arthur H. Compton. A positively charged component of cosmic rays. *Phys. Rev.*, 43 :835–836, May 1933.
- [13] Carl D. Anderson. The positive electron. *Phys. Rev.*, 43 :491–494, Mar 1933.
- [14] F. Arqueros, F. Blanco, and J. Rosado. Improved model for the analysis of air fluorescence induced by electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*

- Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 597(1) :94 – 98, 2008. Proceedings of the 5th Fluorescence Workshop.
- [15] F Arqueros, F Blanco, and J Rosado. Analysis of the fluorescence emission from atmospheric nitrogen by electron excitation, and its application to fluorescence telescopes. *New Journal of Physics*, 11(6) :065011, 2009.
 - [16] Fernando Arqueros, Jörg R. Hörandel, and Bianca Keilhauer. Air fluorescence relevant for cosmic-ray detection—summary of the 5th fluorescence workshop, el escorial 2007. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 597(1) :1 – 22, 2008. Proceedings of the 5th Fluorescence Workshop.
 - [17] P. Auger et al. In *Comptes rendus*, volume 206, page 1721, 1938.
 - [18] P. Auger et al. Extensive cosmic-ray showers. *Rev. Mod. Phys.*, 11 :288–291, 1939.
 - [19] W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron. Acceleration of Cosmic Rays at Shock Fronts (Abstract). *International Cosmic Ray Conference*, 2 :273, 1977.
 - [20] R.M. Baltrusaitis, R. Cady, G.L. Cassiday, R. Cooperv, J.W. Elbert, P.R. Gerhardy, S. Ko, E.C. Loh, M. Salamon, D Steck, and P. Sokolsky. The utah fly’s eye detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 240(2) :410 – 428, 1985.
 - [21] Louis M. Barbier, Robert Smith, Scott Murphy, Eric R. Christian, Rodger Farley, John F. Krizmanic, John W. Mitchell, Robert E. Streitmatter, Eugene C. Loh, and Stephen Stochaj. Nightglow : an instrument to measure the earth’s nighttime ultraviolet glow—results from the first engineering flight. *Astroparticle Physics*, 22(5–6) :439 – 449, 2005.
 - [22] A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts - i. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 182 :147–156, 1978.
 - [23] M. Bertaina, S. Biktemerova, K. Bittermann, P. Bobik, D. Campana, F. Fenu, A. Gorgi, F. Guarino, A. Guzmán, K. Higashide, G. Medina-Tanco, T. Mernik, D. Naumov, M. Putis, M.D. Rodríguez Frías, G. Sáez Cano, A. Santangelo, K. Shinozaki, and S. Toscano. Performance and air-shower reconstruction techniques for the jem-euso mission. *Advances in Space Research*, 53(10) :1515 – 1535, 2014. Cosmic Ray Origins : Viktor Hess Centennial Anniversary.
 - [24] M. Bertaina et al. The cosmic ray spectrum and composition measured by kascade-grande between 10^{16} ev and 10^{18} ev. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 256–257(0) :149 – 160, 2014. Cosmic Ray Origin – Beyond the Standard Models.
 - [25] M. Bertaina and E. Parizot. The jem-euso mission : a space observatory to study the origin of ultra-high energy cosmic rays. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 256–257(0) :275 – 286, 2014. Cosmic Ray Origin – Beyond the Standard Models.
 - [26] Carl J. Blaksley. *Characterization of Multi-Anode Photomultiplier Tubes for JEM-EUSO*. PhD thesis, Univ. Paris-Diderot, 2013.
 - [27] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Particle acceleration by astrophysical shocks. *ApJL*, 221 :L29–L32, April 1978.
 - [28] Johannes Blumer, Ralph Engel, and Jorg R. Horandel. Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, 63 :293–338, 2009.

- [29] A. N. Bunner. *Cosmic Ray Detection by Atmospheric Detection*. PhD thesis, Cornell University, 1967.
- [30] C. Catalano. Performance of the euso-balloon optics. 34th ICRC conference, 2015.
- [31] O Catalano, G Agnetta, B Biondo, F Celi, R Di Raffaele, S Giarrusso, J Linsley, G La Rosa, A Lo Bue, A Mangano, and F Russo. The atmospheric nightglow in the 300–400 nm wavelength : Results by the balloon-borne experiment baby. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 480(2–3) :547 – 554, 2002.
- [32] N. Chiba, K. Hashimoto, N. Hayashida, K. Honda, M. Honda, N. Inoue, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, N. Kawasumi, Y. Matsubara, K. Murakami, M. Nagano, S. Ogio, H. Ohoka, To. Saito, Y. Sakuma, I. Tsushima, M. Teshima, T. Umezawa, S. Yoshida, and H. Yoshii. Akeno giant air shower array (agasa) covering 100 km² area. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 311(1–2) :338 – 349, 1992.
- [33] A Chudakov. 5th inter-american seminar on cosmic rays (bolivia). 1962.
- [34] Telescope Array Collaboration. History of the air fluorescence technique. <http://www.telescopearray.org/index.php/history/>.
- [35] Telescope Array Collaboration. The surface detector array of the telescope array experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 689(0) :87 – 97, 2012.
- [36] The JEM-EUSO collaboration. The jem-euso purple book - a report on the phase a study. 2010.
- [37] The Pierre Auger Collaboration. Properties and performance of the prototype instrument for the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 523(1–2) :50 – 95, 2004.
- [38] The Telescope Array Collaboration. New air fluorescence detectors employed in the telescope array experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 676(0) :54 – 65, 2012.
- [39] Arthur H. Compton. A geographic study of cosmic rays. *Phys. Rev.*, 43 :387–403, Mar 1933.
- [40] T Dandl, T Heindl, and A Ulrich. Fluorescence of nitrogen and air. *Journal of Instrumentation*, 7(11) :P11005, 2012.
- [41] Toshikazu Ebisuzaki and Toshiki Tajima. Astrophysical zev acceleration in the relativistic jet from an accreting supermassive blackhole. *Astroparticle Physics*, 56(0) :9 – 15, 2014.
- [42] Robley Dunglison Evans and Atome Noyau. *The atomic nucleus*, volume 582. McGraw-Hill New York, 1955.
- [43] ENRICO Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 75 :1169–1174, Apr 1949.

- [44] for the 34th ICRC. *EUSO-Balloon trigger efficiency in preparation of a long duration flight*, 2015.
- [45] G.K. Garipov, B.A. Khrenov, M.I. Panasyuk, V.I. Tulupov, A.V. Shirokov, I.V. Yashin, and H. Salazar. $\{\text{UV}\}$ radiation from the atmosphere : Results of the $\{\text{MSU}\}$ “tatiana” satellite measurements. *Astroparticle Physics*, 24(4–5) :400 – 408, 2005.
- [46] H. Geiger and W. Müller. Elektronenzählrohr zur messung schwächster aktivitäten. *Naturwissenschaften*, 31 :617–618, 1928.
- [47] N. Globus, D. Allard, and E. Parizot. Propagation of high-energy cosmic rays in extragalactic turbulent magnetic fields : resulting energy sepctrum and composition. *AA*, 479(1) :97 – 110, February 2008.
- [48] Noemie Globus, Denis Allard, Robert Mochkovitch, and Etienne Parizot. Uhecr acceleration at grb internal shocks. 2014.
- [49] A. Gockel. Luftelektrische beobachtungen bei einer ballonfahrt. *Phys. Z*, 11 :280–282, 1910.
- [50] A. Gockel. Messungen der durchdringenden strahlung bei ballonfahrten. *Phys. Z*, 12 :595–597, 1911.
- [51] K. Greisen. *Proc. 9th Int. Cosmic Ray Conf. (London)*, page 609, 1965.
- [52] Kenneth Greisen. End to the cosmic-ray spectrum ? *Phys. Rev. Lett.*, 16 :748–750, Apr 1966.
- [53] M.M Góngora-Nieto, P.D Pedrow, B.G Swanson, and G.V Barbosa-Cánovas. Impact of air bubbles in a dielectric liquid when subjected to high field strengths. *Innovative Food Science & Emerging Technologies*, 4(1) :57 – 67, 2003.
- [54] Hamamatsu. Preliminary datasheet tsv mppc array. 2014.
- [55] Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications*, 3rd edition edition, 2007.
- [56] Walter Heitler. *The quantume theory of radiation*. Dover Publications, third edition edition, 1954.
- [57] John P. Hennes. Measurement of the ultraviolet nightglow spectrum. *Journal of Geophysical Research*, 71(3) :763–770, 1966.
- [58] Victor F. Hess. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, 13 :1084–1091, 1912.
- [59] AM Hillas. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22 :425–444, 1984.
- [60] J.H. Adams Jr., M.J. Christl, S.E. Csorna, F. Sarazin, and L.R. Wiencke. Calibration for extensive air showers observed during the jem-euso mission. *Advances in Space Research*, 53(10) :1506 – 1514, 2014. Cosmic Ray Origins : Viktor Hess Centennial Anniversary.
- [61] J.H. Adams Jr. et al. An evaluation of the exposure in nadir observation of the jem-euso mission. *Astroparticle Physics*, 44(0) :76 – 90, 2013.
- [62] M KARUS, N SAKAKI, A HAUNGS, P GORODETZKY, A EBERSOLDT, H SCHIELER, and H SAGAWA. On-board calibration system of the jem-euso mission. ICRC 2013.

- [63] H. Kawai et al. Telescope array experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 175–176(0) :221 – 226, 2008. Proceedings of the {XIV} International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions.
- [64] W. Kolhörster. Messungen der durchdringenden strahlungen bis in höhen von 9300m. *Verh. Deutsche Phys. Gesellschaft*, 16 :719–721, 1914.
- [65] Kumiko Kotera and Angela V. Olinto. The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 49 :119–153, 2011.
- [66] Labsphere. *integrating Sphere Radiometry and Photometry*.
- [67] Labsphere. *Technical Guide - Integrating Sphere Theory and Applications*.
- [68] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *AAP*, 125 :249–257, September 1983.
- [69] G. Lefeuvre, P. Gorodetzky, J. Dolbeau, T. Patzak, and P. Salin. Absolute measurement of the nitrogen fluorescence yield in air between 300 and 430 nm. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 578(1) :78 – 87, 2007.
- [70] G Lefeuvre, P Gorodetzky, J Dolbeau, T Patzak, and P Salin. Absolute measurement of the nitrogen fluorescence yield in air between 300 and 430nm. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 578(1) :78–87, 2007.
- [71] P K Lightfoot, G J Barker, K Mavrokoridis, Y A Ramachers, and N J C Spooner. Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches. *Journal of Instrumentation*, 3(10) :P10001, 2008.
- [72] J. Linsley. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} ev. *Phys. Rev. Lett.*, 10 :146, 1963.
- [73] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*. 3 edition, 2011.
- [74] P.M.S. Longair. *High Energy Astrophysics : Volume 1, Particles, Photons and Their Detection*. Cambridge University Press, 1992.
- [75] Walter A. Lyons, Russell A. Armstrong, E. A. Bering, and Earle R. Williams. The hundred year hunt for the sprite. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 81(33) :373–377, 2000.
- [76] S. Mackovjack. Night time measurement of the uv background by euso-balloon. 2015. in proceedings of the 34th ICRC.
- [77] J. Matthews. A heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22(5–6) :387 – 397, 2005.
- [78] R.A. Millikan and G.H. Cameron. High frequency rays of cosmic origin iii. measurements in snow-fed lakes at high altitudes. *Phys. Rev.*, 28 :851–869, 1926.
- [79] J.M.C. Montanus. An extended heitler–matthews model for the full hadronic cascade in cosmic air showers. *Astroparticle Physics*, 59(0) :4 – 11, 2014.
- [80] S. Moreggia. *Influence de l’atmosphère sur la détection spatiale des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie*. PhD thesis, Univ. Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007.
- [81] K.A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C38 :090001, 2014.

- [82] D. Pacini. Penetrating radiation on the sea. *Le Radium*, 8 :307–312, 1910.
- [83] D. Pacini. Penetrating radiation at the surface of and in water. *Nuovo Cimento*, 6 :93–100, 1912.
- [84] E. Parizot. Gzk horizon and magnetic fields. *arXiv:0409.191v1*, 2004.
- [85] Etienne Parizot. Cosmic ray origin : Lessons from ultra-high-energy cosmic rays and the galactic/extragalactic transition. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 256–257(0) :197 – 212, 2014. Cosmic Ray Origin – Beyond the Standard Models.
- [86] Friedrich Paschen. Ueber die zum funkenübergang in luft, wasserstoff und kohlen-säure bei verschiedenen drucken erforderliche potentialdifferenz. *Annalen der Physik*, 273(5) :69–96, 1889.
- [87] Hamamatsu photonics. *Multianode Photomultiplier Tube Assembly H12428 series*, 2014.
- [88] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, D. Al-lard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, C. Alvarez, and et al. Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. *Science*, 318 :938–, November 2007.
- [89] PoS, editor. *The Data Processor System of EUSO-Balloon : In Flight Performance*, number 659. ICRC, 2015.
- [90] PoS, editor. *The EUSO-Balloon mission*, number 322. ICRC, 2015.
- [91] PoS, editor. *The flux of ultra-high energy cosmic rays after ten years of operation of the Pierre Auger Observatory*, number 271. ICRC, 2015.
- [92] PoS, editor. *TA Anisotropy Summary*, number 326. ICRC, 2015.
- [93] PoS, editor. *TA Spectrum Summary*, number 349. ICRC, 2015.
- [94] B. Rossi. Method of Registering Multiple Simultaneous Impulses of Several Geiger’s Counters. *Nature*, 125 :636, April 1930.
- [95] B. Rouillé-d’Orfeuil et al. In *33rd ICRC*, number id 984, 2013.
- [96] Schott. *Data Sheet BG3 filter*, dec 2014. www.us.schott.com/advanced_optics/english/download/schott_bg3_dec_2014_en.pdf.
- [97] G. Taubes. Pattern emerges in cosmic ray mystery. *Science*, 262 :1649, 1993.
- [98] A.E.F Taylor. *Illumination Fundamentals*. Lighting Research Center, Rensselaer Polytechnic Institute.
- [99] Th. Wulf. Über den ursprung der in der atmosphäre vorhandenen γ -strahlung. *Phys. Z.*, 10 :997–1003, 1909.
- [100] Th. Wulf. Beobachtungen über strahlung hoher durchdringungsfähigkeit au dem eiffelturm. *Phys. Z*, 11 :811–813, 1910.
- [101] G T Zatsepin and V A Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, 4 :78–80, 1966.
- [102] An Zheng-Hua, Lü Jun-Guang, Shi Feng, Hu Tao, Cai Xiao, Yu Bo-Xiang, Fang Jian, Xie Yu-Guang, Wang Zhi-Gang, Xue Zhen, Sun Xi-Lei, Lü Qi-Wen, Zhang Ai-Wu, Ning Fei-Peng, Zhou Li, Sun Li-Jun, Ge Yong-Shuai, Liu Ying-Biao, and Wu Chong. Performance of mppc at low temperature. *Chinese Physics C*, 36(7) :633, 2012.

Étude du fonctionnement d'un télescope de lumière fluorescence dans le cadre du projet EUSO-Balloon

Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, JEM-EUSO, photo-détection, instrumentation, MAPMT, EUSO-Balloon

L'instrument EUSO-Balloon est un prototype pour le télescope JEM-EUSO, destiné à observer pour la première fois depuis l'espace les gerbes atmosphériques induites par les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Le principe de détection repose sur la mesure des photons émis par la fluorescence de l'atmosphère terrestre lors du développement des gerbes. EUSO-Balloon, un télescope UV embarqué à bord d'un ballon stratosphérique, a pour but de prouver la pertinence des concepts instrumentaux développés dans le cadre du projet JEM-EUSO.

Cette thèse est dédiée en grande partie à l'assemblage, l'intégration et les tests du module de photo-détection d'EUSO-Balloon. Il s'agit d'un ensemble de 36 tubes photomultiplicateurs multi-anodes, pour un total de 2304 pixels, et d'une électronique de lecture permettant d'imager le développement, s'effectuant à la vitesse de la lumière, des gerbes atmosphériques. Cette caméra permet ainsi de réaliser des images de 2,5 microsecondes avec une sensibilité au photo-électron unique. Il aura été démontré que la mesure de l'efficacité de photo-détection de la caméra est réalisable avec une précision inférieure à 4% pour la tension de polarisation adaptée.

EUSO-Balloon a effectué son premier vol en août 2014 lors duquel il a été prouvé, grâce à l'utilisation d'événements simulés par tirs lasers, qu'il est possible d'imager le développement de gerbes atmosphériques depuis le proche espace. Les données enregistrées permettent de réaliser une étude sur le bruit de fond UV produit par l'atmosphère terrestre. L'ensemble du travail d'assemblage, d'intégration et de test permet d'envisager les développements pour les futures missions.

Study of a fluorescence telescope for the EUSO-Balloon project

Ultra-high energy cosmic rays, JEM-EUSO, photodetection, instrumentation, MAPMT, EUSO-Balloon

The EUSO-Balloon instrument is a prototype for the JEM-EUSO telescope, intended to observe for the first time from space the extensive air showers (EAS) induced by the ultra-high energy cosmic rays. The detection technique relies on the measurement of the photons produced by the fluorescence of the Earth's atmosphere when EAS develop. EUSO-Balloon, a UV telescope payload of a stratospheric balloon, has the objective to prove the relevance of the concepts developed for the JEM-EUSO project.

An important part of this thesis is devoted to the assembly, the integration and the test of the EUSO-Balloon's photo-detection module. It is an array of 36 multi-anodes photo-multiplier tubes, for a total of 2,304 pixels, and of a readout electronics to image the development at the speed of the light of the EAS. It has a framing time of 2.5 microseconds with a single photo-electron sensitivity. It has been proved that the photo-detection efficiency of this camera can be measured with an accuracy better than 4% for the proper polarization voltage.

The first flight of EUSO-Balloon happened in August 2014 and proved, with the use of laser induced events, that air showers can be imaged for the near space. Data acquired during this flight allow to study the UV background originating from the Earth's atmosphere. The assembly, integration and test work provided during this project leads the development of futur missions.